

XI Международная конференция

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ ФПО-2019

СБОРНИК ТРУДОВ

Санкт-Петербург

21-25 октября 2019



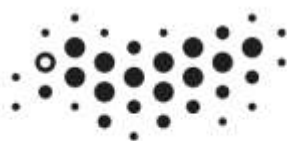
МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**СБОРНИК ТРУДОВ
XI МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ –
2019»**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

21-25 октября 2019



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2019

ББК 22.34. Оптика
УДК 535

Сборник трудов XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2019». Санкт-Петербург. 21-25 октября 2019 / Под ред. проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2019. – 406 с.: с ил.

ISBN 978-5-7577-0607-8

Рецензенты:

Арпишкин В.М., к.т.н., исполнительный директор Оптического общества им. Д.С.Рожественского

Забелина И.А., к.т.н., с.н.с., ученый секретарь Оптического общества им. Д.С.Рожественского

В сборник вошли труды XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2019», прошедшей 21-25 октября 2019 года. Мероприятие проводится при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 19-02-20037.



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Авторы, 2019
© Университет ИТМО, 2019

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ЭФФЕКТЫ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ И ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Розанов Н.Н.^{*,**,***}, Архипов М.В.^{**,****}, Архипов Р.М.^{2**,***,****},
Веретенев Н.А.^{***}, Федоров С.В.^{***}

*АО «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

****Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Представлен обзор исследований формирования квазиуниполярных импульсов с управляемым профилем и трехмерных диссипативных солитонов с управляемой топологией внутренней структуры. Обсуждается потенциал приложений таких световых структур.

Демонстрируется важное значение сохраняющейся в рамках электродинамики сплошных сред [1] электрической площади – интеграла от электрической напряженности поля по времени – во взаимодействии предельно коротких лазерных импульсов с классическими и квантовыми микрообъектами. Дается обзор методов генерации квазиуниполярных импульсов со значительной величиной электрической площади [2]. Показывается возможность управления формой квазиуниполярных импульсов [3]. Результаты свидетельствуют о том, что для ряда применений следует стремиться не к большей энергии, а к большей электрической площади генерируемых импульсов.

Представлен обнаруженный и изученный с помощью теоретического анализа и компьютерного моделирования новый класс трехмерных топологических лазерных солитонов в лазерных средах с быстрым насыщающимся поглощением или длинных лазерах с такой средой [4-6]. Такие солитоны содержат несколько вихревых линий, на которых поле обращается в 0, а потоки энергии образуют вихри. Вихревые линии характеризуются единичным топологическим зарядом. Они могут быть незамкнутыми (уходящими на далекую периферию солитона) или замкнутыми, заузленными или безузловыми, зацепленными друг с другом или незацепленными. Различные типы топологических солитонов устойчивы в перекрывающихся областях параметров системы. Повышенная устойчивость и разнообразие топологических лазерных солитонов позволяют считать их перспективными для информационных приложений.

1. Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов, *УФН*, **188**, №12, 1347-1353, (2018).
2. Р.М. Архипов, А.В. Пахомов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, Ю.А. Толмачев, Н.Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**, №6, 388-400, (2017).
3. A.V. Pakhomov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov, I. Babushkin, *Sci. Rep.*, **9**, 7444, (2019).
4. N.A. Veretenov, N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, *Phys. Rev. Lett.*, **117**, №18, 183901, (2016).
5. N.A. Veretenov, S.V. Fedorov, N.N. Rosanov, *Phys. Rev. Lett.*, **119**, №26, 263901, (2017).
6. S.V. Fedorov, N.A. Veretenov, N.N. Rosanov, *Phys. Rev. Lett.*, **122**, №2, 023903, (2019).

ФЕНОМЕН СВЕТОВЫХ ПУЛЬ

Кандидов В.П., Чекалин С.В.*, Дормидонов А.Е.*, Компанец В.О.*,
Залозная Е.Д.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

* Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва, Россия

Представлено современное состояние исследований формирования световых пуль – экстремально сжатых волновых пакетов - при филаментации фемтосекундного лазерного излучения на длине волны среднего ИК-диапазона в однородных изотропных оптических материалах. Рассмотрены общие закономерности динамики и процесса образования световых пуль и антистоксова крыла их спектра

В отличие от солитонов в направляющих структурах с заданной пространственной модой излучения и соответствующей модовой дисперсией световая пуля представляет собой экстремально сжатый в пространстве и времени волновой пакет, формирующийся при нелинейно-оптическом взаимодействии фемтосекундного излучения в объеме однородной среды. Условиями возникновения световых пуль являются кубичная нелинейность среды, при которой возникает фазовая самомодуляция светового поля в пространстве и времени, и аномальная дисперсия групповой скорости, при которой происходит компрессия волнового пакета во времени подобно его сжатию в пространстве при самофокусировке [1]. Световые пули формируются в излучении среднего ИК-диапазона, для которого дисперсия групповой скорости в конденсированных средах и влажном воздухе является аномальной.

Параметром подобия образования световых пуль, является отношение дифракционной длины волнового пакета к его дисперсионной длине. Пороговая мощность близка к критической мощности самофокусировки, если параметр подобия порядка или меньше единицы, и возрастает с увеличением этого параметра [2]. Длительность световой пули составляет $1 \div 1,5$ оптических осцилляций, ее диаметр – несколько длин волн, пиковая интенсивность превышает $5 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Световая пуля является неустойчивым образованием, ее длина пробега порядка 500 мкм. Амплитуда светового поля в одноцикловой световой пуле периодически меняется при распространении вследствие различия ее фазовой и групповой скоростей [3].

Образование световой пули сопровождается генерацией широкополосного суперконтинуума, при интерференции которого формируется изолированное крыло в видимой и ультрафиолетовой области спектра. Дисперсионное уравнение для длины волны спектрального максимума изолированного крыла обобщает все известные экспериментальные результаты по исследованию спектра световой пули [4].

Световая пуля является робастным образованием, параметры которого определяются только нелинейными и дисперсионными свойствами среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-12-00422).

1. С.В. Чекалин, В.П. Кандидов, *УФН*, **183**, 133 -152, (2013)
2. Е.Д. Залозная, В.О. Компанец, А.Е. Дормидонов, С.В. Чекалин, В.П. Кандидов, *Квантовая электроника*, **48**, 366 –371, (2018).
3. А.В. Кузнецов, В.О. Компанец, А.Е. Дормидонов, С.В. Чекалин, С.А. Шленов, В.П.Кандидов, *Квантовая электроника*, **46**, 379 –386, (2016)
4. А.Е. Дормидонов, В.О. Компанец, С.В. Чекалин, В.П. Кандидов, *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173 –177, (2016)

СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Сазонов С.В., Захарова И.Г., Калинович А.А., Соболев Б.Д.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В данной работе рассмотрено распространение световой пули в режиме генерации второй оптической гармоники (ГВГ) в планарном градиентном волноводе с различным профилем, а также формирование световой пули в волноводе в условиях фазового рассогласования.

Пространственно-временные солитоны (световые пули) являются объектом как теоретических, так и экспериментальных исследований [1, 2, 3]. В [4, 5] представлена теория формирования и распространения «дышащих» световых пуль в микродисперсных средах с квадратичной нелинейностью.

Для решения системы связанных уравнений, которая возникает в данном случае, можно применить метод «усредненного Лагранжиана». В [4], отталкиваясь при выборе пробных функций от одномерных солитонных решений, было получено решение в виде пули для случая аномальной дисперсии при условии фазового синхронизма, а путем численного моделирования продемонстрировано формирование и распространение пуль при условии его отсутствия.

Рассмотрев случай нормальной дисперсии, можно увеличить диапазон частот, при которых происходит локализация волн. По сравнению с солитонами на кубической нелинейности многомерные солитоны на квадратичной нелинейности характеризуются гораздо более высокой устойчивостью и низким порогом генерации. Основные ограничения на возможность формирования оптических пуль в однородной среде связаны с видом дисперсии (нормальная или аномальная), от которого зависит, является среда фокусирующей или дефокусирующей. Геометрия волновода может играть аналогичную роль и конкурировать с тенденциями растяжения.

Выше отмечалось, что устойчивые многокомпонентные оптические солитоны при квадратичной нелинейности обычно наблюдаются при аномальной дисперсии. Включив в рассмотрение случай нормальной дисперсии, можно увеличить диапазон частот, при которых происходит локализация волн. Известно, что волноводы обладают свойством поддерживать солитонные структуры [5]. Волноводная геометрия может быть выбрана так, чтобы играть фокусирующую или дефокусирующую роль.

В настоящей работе данный процесс исследуется на основе системы уравнений в квазиоптическом приближении, описывающей распространение импульсов-пучков в градиентных волноводах. Разработан численный метод прямого моделирования системы. Проведено численное моделирование для широкого набора физических параметров. Поскольку световые пули при аномальной дисперсии формируются и распространяются и без волновода, интересно исследование волновода при нормальной дисперсии групповой скорости. Основное внимание уделяется влиянию фазовой расстройки, поскольку на практике реализация фазового синхронизма вызывает сложности. Кроме того, рассматриваются различные типы волноводных профилей. Отдельно изучен случай, когда волновод находится только на основной частоте. При этом наблюдается образование солитоноподобных структур, которые, однако, быстро затухают.

Проведенное моделирование показало возможность существования оптических пуль и квази-солитонных решений при наличии нормальной дисперсии в квадратично-нелинейных волноводах. На рисунке показана последовательная генерация второй гармоники и захват двухкомпонентной световой пули, при небольшом несовпадении фаз, когда на вход падает гауссовский импульс на основной частоте.

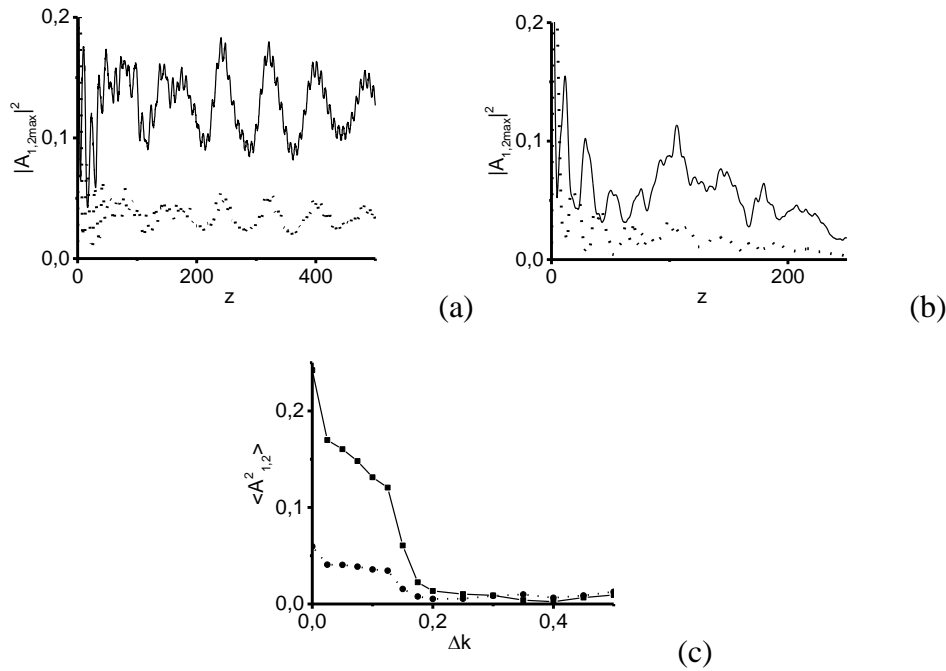


Рисунок. Формирование световой пули в процессе ГВГ при фазовом рассогласовании $\Delta k = 0.1$
 (а), эволюция гауссовского пучка $\Delta k = 0.15$ (b), максимальные амплитуды (по времени и поперечной координате) первой (сплошная линия) и второй (пунктирная линия) гармоник, усредненных по расстоянию (с)

Выявлено, что формирование стабильных световых пуль в планарном волноводе с квадратичной нелинейностью, в режиме нормальной дисперсии возможно при различных профилях неоднородности: параболический, тангенциальной, Лоренцовой.

Установлено, что процесс формирования световых пуль в волноводе, при нормальной дисперсии и фазовом рассогласовании имеет пороговый характер.

Путем численного моделирования найден порог величин фазового рассогласования, при котором еще возможно формирование пуль в режиме ГВГ.

Продемонстрирован захват двухкомпонентной световой пули в волноводе в то время, как первоначально волновод представлен только на одной частоте.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

1. Y.S. Kivshar, G. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*: Academic press, (2003).
2. B.A. Malomed, P. Drummond, H He et al., *Phys. Rev. E*, **56**, 4725, (1997).
3. D.V. Skryabin, W.J. Firth, *Opt. Commun.*, **148**, 79, (1998).
4. S.V. Sazonov, M.S. Mamaikin, M.V. Komissarova, I.G. Zakharova, *Phys.Rev. E*, **96**, 022208, (2017).
5. S.V. Sazonov, M.S. Mamaikin, I.G. Zakharova, M.V. Komissarova, *Physics of Wave Phenomena*, **25**, 83, (2017).

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕТОВОЙ ПУЛИ В ПУЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СФОКУСИРОВАННОГО АКСИКОНОМ

**Залозная Е.Д., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В.*, Компанец В.О.*,
Кандидов В.П.**

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

*Институт спектроскопии РАН, Москва, г. Троицк, Россия

Экспериментально и численно исследована зависимость длины плазменного канала от энергии излучения при линзовой и аксиконной фокусировке фемтосекундного волнового пакета в LiF. Численно исследовано влияние остроты аксиконной фокусировки на сценарий формирования световой пули среднего ИК диапазона.

Пространственно-временная локализация световой энергии, возникающая при нелинейно-оптическом взаимодействии мощного лазерного фемтосекундного излучения со средой, представляет собой явление филаментации. Оно является следствием динамического противостояния керровской самофокусировки лазерного излучения и его дефокусировки в самонаведенной лазерной плазме, возникающей в результате фотоионизации среды мощным излучением [1].

В результате одновременной компрессии волнового пакета (ВП) в пространстве и во времени при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости ($k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$) формируется высокоинтенсивное образование – световая пуля (СП), длительность которой может составлять несколько оптических осцилляций [2].

Представляет интерес исследование формирования световой пули при фокусировке гауссова пучка фемтосекундного излучения аксиконом. Аксикон формирует конические волны, интерференция которых приводит к Бессель-Гауссову распределению интенсивности вдоль радиуса пучка, которое практически не подвержено дифракционным изменениям в процессе распространения [3].

В настоящей работе экспериментально методом лазерной колорации и численно исследованы филаментация и формирование световой пули в LiF при фокусировке аксиконом и линзой гауссова пучка фемтосекундного излучения на длинах волн 1250 и 1900 нм, соответствующих нулевой и аномальной дисперсии групповой скорости.

Особенностью метода лазерной колорации является возможность исследования динамики возникновения и развития световой пули при филаментации одиночных фемтосекундных импульсов среднего ИК диапазона в LiF по изменению плотности долгоживущих центров окраски (ЦО), возникающих за счет многофотонных процессов в образующемся филаменте. Состоящие из ЦО долгоживущие структуры, созданные всего одним лазерным импульсом, могут быть легко зарегистрированы и исследованы при последующей подсветке в полосе их поглощения.

Для математического описания филаментации мощных лазерных импульсов в LiF при численном моделировании использовалось приближение медленно меняющейся волны [4], особенностью которого является возможность описания распространения волновых пакетов, длительностью, вплоть до одной оптической осцилляции.

На рис. 1(а)-1(б) представлены измеренные вдоль оси филамента распределения сигнала люминесценции ЦО, наведенных при филаментации в LiF, и рассчитанные концентрации электронов на оси $N_e(z)$ при изменении энергии импульса на длине волны 1250 нм, при фокусировке аксиконом. Видно, что в условиях нулевой ДГС (рис.1) протяженность структуры из наведенных ЦО и плазменного канала возрастает с увеличением энергии импульса.

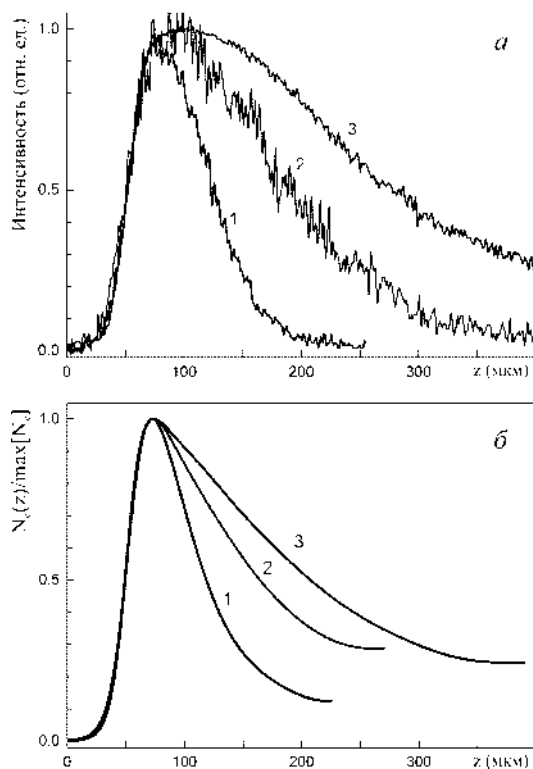


Рис. 1. Измеренная интенсивность люминесценции наведенных ЦО (а) и рассчитанное распределение концентрации электронов $N_e(z)$ (б) вдоль оси филамента в LiF при одноимпульсном режиме филаментации фемтосекундных импульсов на длине волны 1250 нм, сфокусированных аксиконом при различной энергии $W=15$ мкДж (1), 30 мкДж (2), 42 мкДж (3)

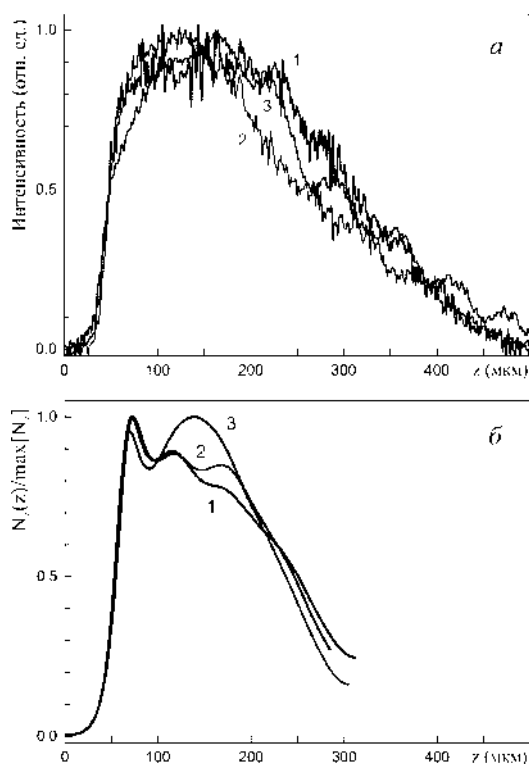


Рис. 2. Измеренная интенсивность люминесценции наведенных ЦО (а) и рассчитанное распределение концентрации электронов $N_e(z)$ (б) вдоль оси филамента в LiF при одноимпульсном режиме филаментации фемтосекундных импульсов на длине волны 1900 нм, сфокусированных аксиконом при различной энергии $W=23$ мкДж (1), 45 мкДж (2), 80 мкДж (3)

Анализируя результаты, представленные на рис. 2(а)-2(б) для излучения на длине волны 1900 нм, можно утверждать, что при филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости излучения, сфокусированного аксиконом, длина плазменного канала и протяженность структуры из ЦО остается практически неизменной при варьировании начальной энергии.

Аналогичный характер результатов был получен при рассмотрении филаментации излучения, сфокусированного линзой.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (проект № 18-12-00422). Залозная Е.Д. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за финансовую поддержку исследований.

1. В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева, *Квант. электроника*, **39**, № 3, 205-228, (2009).
2. Y. Silberberg, *Opt. Lett.*, **15**, №22, 1282–1284, (1990).
3. Л.Н. Пятницкий, *Волновые бесселевы пучки* (М.: Физматлит, 2012).
4. T. Brabec, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, №17, 3282–3285, (1997).

КВАДРАТИЧНЫЕ АСИММЕТРИЧЕСКИЕ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫ ПУЧКИ

Плаченев А.Б., Дьякова Г.Н.*

МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено новое семейство локализованных решений параболического (параксиального волнового) уравнения, обобщающее известные квадратичные пучки Бесселя–Гаусса.

Квадратичные Бессель-Гауссовы пучки, впервые описанные в работе [1], представляют собой семейство точных локализованных решений параксиального волнового уравнения (иначе именуемого параболическим уравнением)

$$U_{xx} + U_{yy} + 2ikU_z = 0, \quad (1)$$

имеющих вид

$$U_m(\rho, z, \varphi) = C \frac{w_0}{W(z)} J_{|m|/2} \left(\frac{\mu \rho^2}{W^2(z)} \right) \exp \left(-\frac{1+i(\mu^2+1)z/z_R}{W^2(z)} \rho^2 \right) \exp(im\varphi). \quad (2)$$

Здесь x, y, z – декартовы координаты, ось z совпадает с оптической осью системы, ρ и φ – полярные координаты на плоскости x, y , $J_{|m|/2}$ – функции Бесселя первого рода [2], а функция $W(z)$ определяется равенством

$$W(z) = w_0 \sqrt{1 - (\mu^2 + 1) \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 + 2i \frac{z}{z_R}}. \quad (3)$$

Параметры w_0 (полуширина пучка в перетяжке) и z_R (рэлеевская длина) связаны с продольным волновым числом k равенством $z_R = kw_0^2/2$, C – амплитудная константа, а μ – дополнительный параметр (вообще говоря, комплексный).

Рассматриваемые решения имеют ряд важных отличий от обычных Бессель-Гауссовых пучков [3], в которых аргумент функции Бесселя зависит от ρ линейно, а индекс равен $|m|$. Существенно отличаются также коэффициенты при ρ^2 в гауссовой экспоненте и амплитудные множители. В то же время асимптотический характер поведения квадратичного и обычного Бессель-Гауссова пучка в окрестности оси z при фиксированном m один и тот же: как тот, так и другой при $\rho \rightarrow 0$ с точностью до множителя, зависящего от z , ведут себя как $\rho^{|m|} \exp(im\varphi)$, что соответствует оптическому вихрю с топологическим зарядом m , расположенному на оптической оси.

Отметим, что выражения вида (2) с чётными m , как нетрудно показать, естественным образом возникают при разложении функции, описывающей астигматический Гауссов пучок, в ряд Фурье по переменной φ . В случае нечётных m столь простая интерпретация отсутствует (по крайней мере, авторам она не известна). Отметим также, что в случае нечётных m выражения (2) содержат функции Бесселя с полуцелыми индексами, которые могут быть выражены через элементарные функции (в частности, иррациональные и тригонометрические) [2].

Для получения асимметрических обобщений рассматриваемых решений воспользуемся приёмом, который был применён В.В.Котляром и его соавторами в работах [4–6] для получения асимметрических (или, в другой терминологии, элегантных) пучков Бесселя и Бесселя-Гаусса. Ограничившись случаем неотрицательных m , рассмотрим ряд

$$U'_m(\rho, z, \varphi) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{c^p}{p!} U_{m+2p}(\rho, z, \varphi), \quad (4)$$

где c – ещё один параметр (вообще говоря, комплексный), и воспользуемся тождеством ([7], 5.7.6.1):

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{t^k}{k!} J_{k+\nu}(x) = x^{\nu/2} (x - 2t)^{-\nu/2} J_{\nu}(\sqrt{x^2 - 2tx}). \quad (5)$$

С учётом (5) сумма (4) приобретает вид

$$U'_m(\rho, z, \varphi) = C \frac{w_0}{W(z)} \left(\frac{\mu \rho^2}{\mu \rho^2 - 2cW^2(z) \exp(2i\varphi)} \right)^{m/4} \exp \left(-\frac{1 + \frac{i(\mu^2+1)z}{z_R}}{W^2(z)} \rho^2 \right).$$

$$J_{m/2} \left(\frac{\rho}{W(z)} \sqrt{\mu(\mu \rho^2 - 2cW^2(z) \exp(2i\varphi))} \right) \exp(im\varphi). \quad (6)$$

Аналогичным образом, рассмотрев ряд

$$U'_{-m}(\rho, z, \varphi) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{c^p}{p!} U_{-m-2p}(\rho, z, \varphi), \quad (7)$$

мы можем получить решения

$$U'_{-m}(\rho, z, \varphi) = C \frac{w_0}{W(z)} \left(\frac{\mu \rho^2}{\mu \rho^2 - 2cW^2(z) \exp(-2i\varphi)} \right)^{m/4} \exp \left(-\frac{1 + \frac{i(\mu^2+1)z}{z_R}}{W^2(z)} \rho^2 \right).$$

$$J_{m/2} \left(\frac{\rho}{W(z)} \sqrt{\mu(\mu \rho^2 - 2cW^2(z) \exp(-2i\varphi))} \right) \exp(-im\varphi). \quad (8)$$

Функции (6) и (8) описывают новый класс локализованных решений уравнения (1), обобщающий квадратичные Бессель-Гауссовы пучки (2). Такие решения по-прежнему имеют на оси z оптический вихрь с топологическим зарядом m (6) или $-m$ (8). Кроме того, имеется конечный или счётный набор вихрей с топологическими зарядами ± 1 , отвечающих простым нулям функции Бесселя. Расположение таких вихрей на плоскости xu и их число сложным образом зависит от продольной координаты z . Особенности, связанные с обращением в нуль знаменателя дроби, являются устранимыми, поскольку одновременно обращается в нуль и аргумент функции Бесселя, так что функция в целом имеет в этих точках конечный предел, отличный от нуля. Поле, описываемое формулами (6), (8), очевидно, не обладает аксиальной симметрией. Степень асимметричности характеризуется параметром c . В случае $c=0$ функции (6), (8) превращаются в (2).

1. C.F.R. Caron, R.M. Potvieve, Bessel-modulated Gaussian beams with quadratic radial dependence // *Opt. Commun.* 1999. **V. 164**. Iss. 1-3. P. 83-93.

2. Г.Н. Ватсон Теория бесселевых функций. Ч.1. М.: Издательство иностранной литературы, 1949. 798 с.

3. F. Gori, G. Guattari, C. Padovani, Bessel-Gauss beams // *Opt. Commun.* 1987. **V. 64**. Iss. 6. P. 491-495.

4. В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, Вращающиеся элегантные пучки Бесселя-Гаусса // *Компьютерная оптика*. 2014. **Т.38**. №2. С.162-170.

5. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, Asymmetric Bessel-Gaussbeams // *JOSAA*. 2014. **V. 31**. No. 9. P. 1977-1983.

6. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, Asymmetric Bessel modes // *Opt. Lett.* 2014. **V. 39**. Iss. 8. P. 2395-2398.

7. А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев, Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983. 752 с.

СУПЕРКОНТИНУУМ ВИХРЕВЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКОВ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ

Васильев Е.В., Шленов С.А.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет и
Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия

Численно исследованы особенности суперконтинуума оптических вихрей при самовоздействии импульса в условиях аномальной дисперсии групповой скорости в LiF. Предложено объяснение периодической структуры спектров вдоль угловой координаты.

Самофокусировка фемтосекундных лазерных импульсов может приводить к формированию узких протяженных областей излучения с высокой плотностью мощности [1]. Важную роль в процессе распространения излучения играет дисперсия групповой скорости (ДГС) импульса. В условиях аномальной ДГС происходит укрупнение заднего фронта импульса [2] и формирование локализованных в пространстве и времени волновых пакетов – т.н. «световых пуль» (СП) [3, 4].

Фазовая сингулярность в пучке увеличивает критическую мощность самофокусировки $P_V^{(m)}$ [5]. Степень укрупнения винтового фазового фронта в кольцевом пучке с фазовой сингулярностью (оптическом вихре) определяется топологическим зарядом m . В работе [6] проанализирована пространственно-временная динамика распространения оптического вихря с $m = 2$ в условиях нормальной ДГС, а также особенности его частотно-углового спектра. Показано, что большая часть энергии в процессе распространения импульса трансформируется в стоксову область. Согласно [7], аномальная ДГС приводит к возникновению изолированного антистоксова крыла в спектре суперконтинуума.

Целью данной работы является исследование особенностей суперконтинуума при самовоздействии оптических вихрей в кристалле LiF в условиях аномальной ДГС.

Численное моделирование самовоздействия оптического вихря было выполнено путем решения самосогласованной системы нелинейных уравнений относительно медленно меняющейся комплексной амплитуды $A(r, t) \cdot \exp\{im\varphi\}$ и концентрации электронов плазмы $N_e(r, t)$ с учетом оператора волновой нестационарности \hat{T} :

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \left[\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2} \right) A \right] + \hat{T}^{-1} \hat{D}[A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T} \Delta n_k A - \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} \Delta n_{pl} A + i \hat{T}^{-2} \sigma A - ik_0(\alpha + \delta)A, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R_E(N_0 - N_e) + N_e(v_i - \beta). \quad (2)$$

Комплексная амплитуда оптического вихря на входе в среду $A^{(m)}(r, t, 0)$ задавалась в виде:

$$A^{(m)}(r, t, z = 0) = A_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^m \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{t^2}{2t_0^2} \right\} \exp\{im\varphi\},$$

где $\varphi(x, y) = \arctan(x/y)$. Рассматривались топологические заряды $m = 1$ и $m = 2$, а также две длины волны в области аномальной ДГС: 1800 нм (коэффициент дисперсии $k_2 = -39.15 \text{ фс}^2/\text{мм}$) и 3000 нм ($k_2 = -239.29 \text{ фс}^2/\text{мм}$). Пространственный и временной параметры вихрей (r_0 и t_0 , соответственно) были выбраны таким образом, что дифракционная и дисперсионная длины импульса были одинаковыми и равнялись 4 см. Превышение мощности над критической $P_0/P_{cr}^{(m)} = 5$.

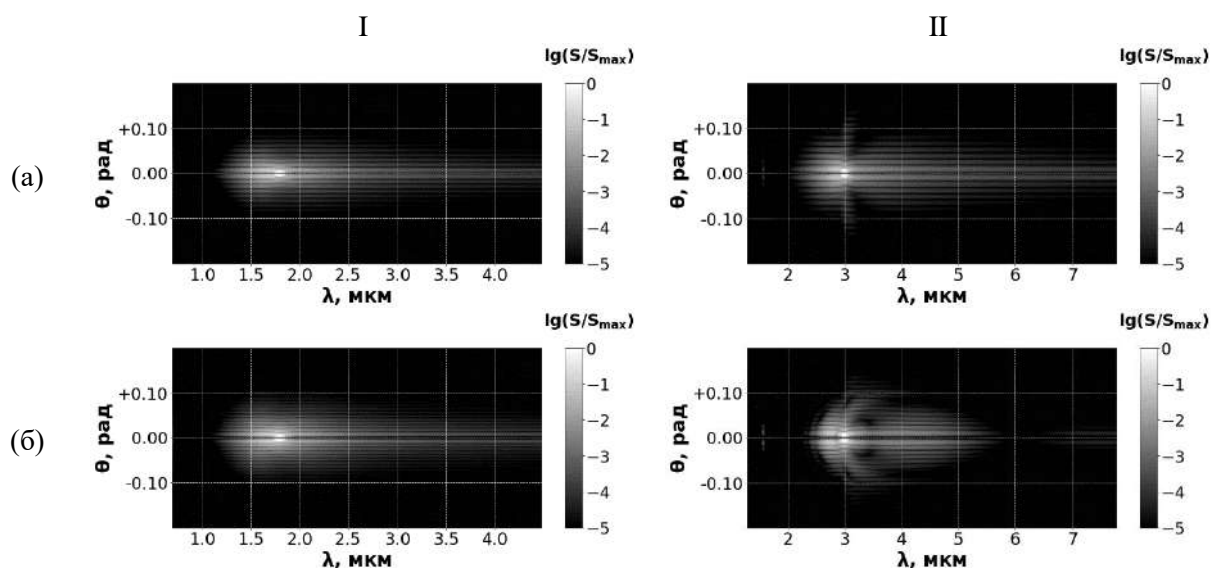


Рисунок. Частотно-угловые спектры импульса при филаментации вихревого пучка с топологическим зарядом $m = 1$ (а) и $m = 2$ (б) на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм (I) и 3000 нм (II) в кристалле LiFна расстояниях, соответствующих первому нелинейному фокусу

Распространение оптических вихрей начинается с одновременной пространственной самофокусировки пучка в кольце и самокомпрессии импульса во времени, в результате чего формируется кольцевая световая пуля. Самоукручение волнового фронта импульса приводит к резкому уширению частотного спектра. На рисунке в логарифмическом масштабе изображены частотно-угловые спектры вихрей в момент формирования световой пули. Каждый из спектров сильно уширен как по длине волны, так и по углу, по сравнению со спектром начального импульса. Особенно заметно это уширение в стоксовой области. Кроме того, можно отметить полосатую структуру спектра по угловой координате, которая возникает в окрестности нелинейного фокуса. Появление указанных полос можно объяснить возникновением интерференции от когерентных точечных источников излучения, расположенных на противоположных концах диаметра кольцевого пучка. Ширина интерференционных полос в случае $\lambda_0 = 1800$ нм меньше приблизительно в 1.5 раза по сравнению с $\lambda_0 = 3000$ нм. Ширина углового спектра в окрестности первого нелинейного фокуса растет с увеличением центральной длины волны λ_0 вне зависимости от значения топологического заряда и на длине волны $\lambda_0 = 3000$ нм составляет около 0.1 рад, а на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм - 0.05-0.07 рад. При дальнейшем распространении импульса отмеченная на рис. картина интерференционных полос постепенно размывается.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00624.

1. В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева, *Квант. Эл.*, **39**, №3, 205-228, (2009).
2. A.A. Balakin, A.G. Litvak, V.A. Mironov, S.A. Skobelev, *Phys. Rev. A.*, **80**, 063807, (2009)
3. L. Berge, S. Skupin, *Phys. Rev. E.*, **71**, 065601, (2005).
4. S.V. Chekalin, A.E. Dokukina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, E.O. Smetanina, V.P. Kandidov, *J. of Physics B.*, **48**, №19, (2015)
5. V.I. Kruglov, Yu.A. Logvin, V.M. Volkov, *J. of Modern Optics*, **39**, №11, 2277, (1992).
6. Е.В. Васильев, С.А. Шленов, *Квант. эл.*, **46**, №11, 1002-1008, (2016).
7. Е.О. Сметанина, В.О. Компанец, С.В.Чекалин, В.П. Кандидов, *Квант. эл.*, **42**, №10, 13-919, (2012).

**УСИЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В СЛУЧАЕ ДВОЙНОЙ НАКАЧКИ
ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В СТРУЕ ВОДЫ**
**Пономарева Е.А., Путилин С.Э., Гендрин А.А., Смирнов С.В.*,
Цыпкин А.Н., Козлов С.А., Жанг К-Ч.****

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Астонский университет, г. Бирмингем, Великобритания

**Университет Рочестера, г. Нью-Йорк, США

Используя метод двойной накачки для усиления генерации терагерцового излучения в воде, мы демонстрируем, что оптимальная задержка между импульсами составляет 1-4 пс, что соответствует времени, необходимому для достижения максимальной электронной плотности при отсутствии плазменного отражения накачки.

Активный поиск новых источников терагерцового (ТГц) излучения, необходимого в современное время в сферах спектроскопии, визуализации и медицины, привел к использованию жидкостей в качестве среды генерации [1]. В сравнении с газами, жидкости проявляют свои нелинейные свойства гораздо сильнее и обладают на три порядка большей плотностью. Используя их в качестве мишени, можно избежать необратимого повреждения благодаря их текучести, что недостижимо при генерации в твердых телах. Ранее было показано, что источники, основанные на лазерной филаментации в веществе, позволяют достигать приемлемых показателей по эффективности оптико-терагерцового преобразования. Последняя работа, в которой авторы использовали линии воды, продемонстрировала величину эффективности, соизмеримую с получаемой при двухцветной филаментации в газах [2]. Несмотря на достигнутые успехи, эти показатели все еще недостаточно велики для повсеместного практического применения и открывают обширное поле для новых идей об эффективных методах его увеличения.

Применение двухимпульсной накачки не ограничивается областями спектроскопии, исследованием плазмы и генерации рентгеновских лучей – и в ТГц науке метод уже показал свою эффективность для усиления генерации в воздухе и аргоновых кластерах [3, 4].

В данной работе мы экспериментально и методом численного моделирования используем двухимпульсное возбуждение для усиления генерации ТГц излучения в случае лазерной одноцветной филаментации в жидких струях. Мы используем экспериментальную схему, аналогичную представленной в работе [1]. Фемтосекундный Ti-Sa лазер накачки имеет центральную длину волны 800 нм, р-поляризацию, энергию до 2 мДж, частоту повторения импульсов 1 кГц и варьируемую длительность одиночного импульса от 200 до 400 фс. Лазерный пучок разделяется на пучок зондирования и накачки, последний из которых делится далее на опорную и сигнальную части в интерферометре Майкельсона. Накачка фокусируется 5-см параболическим зеркалом на плоскую струю воды, которая в свою очередь установлена на угловой подвижке, что позволяет изменять угол падения излучения на вещество. Регистрация ТГц волн происходит с помощью стандартной электрооптической схемы, позволяющей детектировать спектр в диапазоне до 3 ТГц.

На рисунке точками продемонстрирована зависимость ТГц поля от временной задержки Δt между двумя импульсами, характерная для наших экспериментов по ТГц генерации в струях воды. Усиление энергии ТГц волн достигается с задержками до 20 пс. Таким образом, это значение можно отнести к времени жизни плазменного канала в жидкой воде. Более того, мы получаем максимальное значение усиления, когда сигнал

запускается приблизительно через 1-4 пс после опорного, что можно отнести к времени, необходимому для создания состояния предионизации, когда индуцируется достаточная электронная плотность, и плазменное отражение импульса накачки отсутствует. Дальнейшее затухание указывает на влияние релаксационных процессов в плазме.

Для подтверждения выдвинутых предположений мы используем численное моделирование на основе теоретической модели взаимодействия высокоинтенсивного поля субпикосекундного импульса с диэлектрической средой [5]. Для исследования влияния динамики электронной плотности на усиление ТГц генерации в случае двойной накачки используются значения времени жизни высоковозбужденных электронных состояний $\Delta\tau_p = 1-3$ пс. Диапазон выбран для аппроксимации результатов эксперимента и выявляет, что временная релаксация в жидкой воде действительно располагается на пикосекундной шкале.

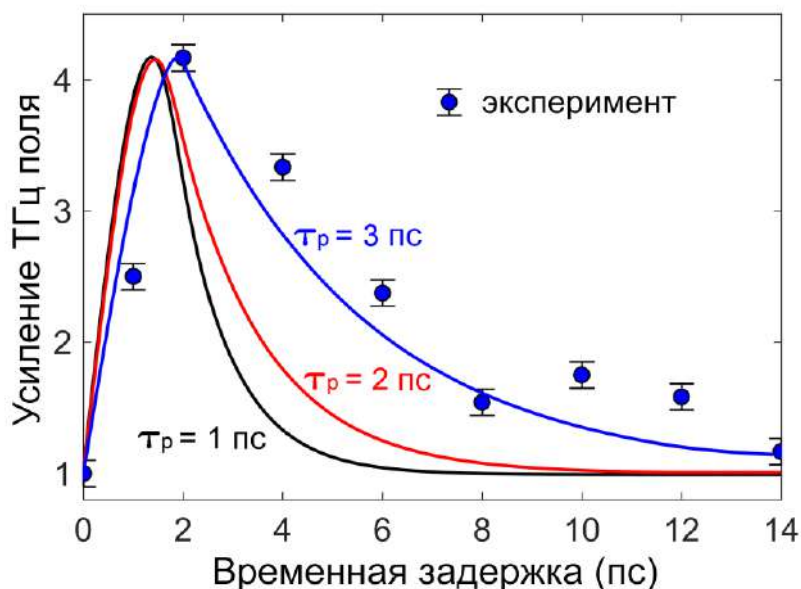


Рисунок. Зависимость усиления ТГц сигнала от временной задержки между сигнальным и опорным пучками в случае эксперимента (точки) и численного моделирования (линии) с различными величинами времени жизни высоковозбужденных электронных состояний

В настоящей работе показано 4-кратное усиление ТГц энергии при двойной накачке одноцветными лазерными импульсами плоской струи воды. Используя разные длительности импульсов накачки для сравнения, продемонстрировано наличие оптимальной длительности импульса для определенной дистанции его распространения в жидкой среде. Метод двойной накачки позволяет не только увеличить энергию генерируемых ТГц волн, но и определить характерное время жизни возбужденного электронного состояния жидкой воды.

1. Q. Jin, Y. E. K. Williams, J. Dai, and X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 071103, (2017).
2. Y. E. Q. Jin, A. Tsyupkin, and X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 181103, (2018).
3. X. Xie, J. Xu, J. Dai, and X.-C. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 141104, (2007).
4. K. Mori, M. Hashida, T. Nagashima, D. Li, K. Teramoto, Y. Nakamiya, S. Inoue, S. Sakabe. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 241107, (2017).
5. A. Tsyupkin, E. Ponomareva, S. Putilin, S. Smirnov, S. Shtumpf, M. Melnik, Y. E. S. Kozlov, and X.-C. Zhang. *Opt. Express*, **27**, 15485–15494, (2019)

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЁТОК КОМПРЕССОРА НА ВЫХОДНУЮ МОЩНОСТЬ ЛАЗЕРНОЙ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ УСТАНОВКИ

Романов В.В., Костюнин Р.Ю., Рогожников Г.С., Юшков К.Б.*

Российский Федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия

*НИТУ МИСИС, Москва, Россия

Исследовано влияние пространственных параметров дифракционных решёток, используемых в компрессоре лазерных импульсов, на выходную мощность фемтосекундной установки. Получена зависимость длительности chirпированного импульса и размера выходного лазерного пучка от размера рабочей поверхности решётки с учётом её толщины.

Мощность лазерного импульса на выходе любой лазерной установки является одним из главных её параметров. Известно, что мощность фемтосекундной установки зависит от энергетических, пространственных и временных характеристик сжатого лазерного импульса на выходе компрессора [1]:

$$W = \frac{E \cdot S}{\tau}, \quad (1)$$

где E – энергия лазерного импульса на единицу площади, S – площадь светового пучка, τ – длительность импульса. Классическая схема компрессора на основе двух голографических отражающих дифракционных решёток, с взаимно параллельными рабочими поверхностями [2], показана на рис. 1.

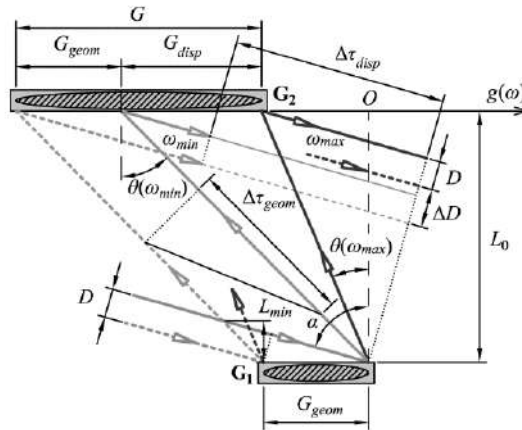


Рис. 1. Лазерный импульсный компрессор на паре параллельных решёток

Плотность энергии в пучке определяется лучевой стойкостью покрытия дифракционной решётки и зависит от технологии её изготовления [3]. Размер пучка в плоскости дифракции и длительность импульса на выходе компрессора определяются размером рабочей поверхности второй решётки, который состоит из двух частей: геометрической и дисперсионной [4]

$$G = G_{geom} + G_{disp} = \frac{D}{\cos \alpha} + \Delta \lambda \frac{c}{\lambda_0 N} K_t = \frac{D}{\cos \alpha} + \Delta \lambda \frac{L_0 N}{[1 - (\lambda_0 N \sin \alpha)^2]^{\frac{3}{2}}} = \frac{D}{\cos \alpha} + \Delta \theta \frac{L_0}{[1 - (\lambda_0 N \sin \alpha)^2]}, \quad (2)$$

где λ_0 – центральная длина волны излучения, α – угол падения излучения на первую решётку компрессора, $\Delta \lambda$ – ширина спектра импульса, N – плотность штрихов решетки, K_t – линейный временной chirп не зависящий от ширины спектра излучения, D – размер светового пучка, $\Delta \theta$ – дисперсия излучения, L_0 – расстояние между решётками по нормали, c – скорость света.

Геометрическая часть G_{geom} размера решётки зависит от угла падения на решётку и является апертурой компрессора, от которой зависит размер светового пучка в плоскости дифракции D . Дисперсионная часть G_{disp} размера решётки зависит от дисперсии излучения. Она определяется размером пятна на второй решётке от бесконечно тонкого луча дифрагированного на первой решётке. В некоторых конфигурациях компрессоров, когда угол падения на решётку α меньше угла дифракции θ , от толщины решётки H зависит расстояние между решётками по нормали L_0 (рис.1):

$$L_0 = L_{min} + H \frac{\sin \alpha \cos \theta(\omega)}{\sin|\alpha - \theta(\omega)|}, \quad (3)$$

Если угол падения больше угла дифракции, то толщину можно не учитывать, так как лучи не задевают боковую поверхность решётки. Минимальное расстояние между решётками по нормали L_{min} , при котором обеспечивается максимальный размер пучка D [4], равно:

$$L_{min} = \max_{\omega \in [\omega_{min}, \omega_{max}]} \frac{D_{max} \cos \theta(\omega)}{\sin|\alpha - \theta(\omega)|}, \quad (4)$$

В приближении второго порядка дисперсии, импульс с гауссовой временной формой имеет длительность по полувысоте $\tau_{0,5}$ на выходе компрессора, определяемую групповой временной задержкой $\Delta\tau$ между крайними частотами спектра по уровню $1/e^4$, которую можно выразить через количество штрихов на дисперсионной части решётки M и период световой волны $t_0 = \lambda_0/c$:

$$\tau_{0,5} = \frac{\Delta\tau_{1/e^4}}{2,4} = \Delta\lambda \frac{\lambda_0 L_0 N^2}{2,4 c [1 - (\lambda_0 N - \sin \alpha)^2]^{\frac{3}{2}}} = \frac{t_0 N G_{disp}}{2,4} = \frac{t_0 N}{2,4} \left(G - \frac{D}{\cos \alpha} \right) = M \frac{t_0}{2,4}, \quad (5)$$

Формула (5) показывает, что групповая временная задержка зависит от размера решётки и размера светового пучка. Поэтому общую временную задержку на каждой решётке можно представить как суперпозицию двух её составляющих $\Delta\tau_{geom}$ и $\Delta\tau_{disp}$, соответственно зависящих от геометрической и дисперсионной частей решётки. Тогда общую временную задержку на двух параллельных решётках можно представить как сумму временных задержек на каждой решётке:

$$\Delta\tau_{total_pair} = (\Delta\tau_{geom_grat1} + \Delta\tau_{disp_grat1}) + (\Delta\tau_{geom_grat2} + \Delta\tau_{disp_grat2}) = \Delta\tau_{disp_grat2}, \quad (6)$$

Из формулы (2) видно, что размер выходного пучка, ширина спектра и размер решётки линейно связаны между собой. Поэтому, имея решётку определённого размера G , можно в любой конфигурации компрессора варьировать соотношение G_{disp}/G_{geom} путём изменения ширины спектра и размера выходного пучка, не перенастраивая другие параметры. Используя формулы (2, 5), проведены расчёты для двух разных конфигураций компрессора, которые показывают, что пространственные параметры дифракционных решёток влияют на выходную мощность W лазерной фемтосекундной установки с усилителями на Nd-стекле. В схеме компрессора, изображённой на рис. 1. выходная мощность W была рассчитана для импульса с прямоугольной апертурой пучка и постоянным вертикальным размером 38 см, гауссовой формой спектра излучения, усечённого на уровне $1/e^4$ и с плотностью энергии 2 Дж/см² [3]. Результаты расчёта приведены в Таблице 1.

$\Delta\lambda$, нм	D , м	$\tau_{0,5}$, фс	W , ПВт
5	0,255	910	2,1
10	0,232	460	3,8
15	0,210	300	5,3
20	0,188	230	6,2
25	0,165	180	7,0
30	0,142	150	7,2

Таблица 1. Влияние параметров компрессора на выходную мощность лазерной установки

Они демонстрируют единую конфигурацию компрессора с $\alpha = 60^\circ$ и $L_0 = 0,8$ м, позволяющую сжимать лазерные импульсы в диапазоне длительностей от 900 до 150 фс без перенастройки других параметров. В результате изменения соотношения G_{disp}/G_{geom} , мы наблюдаем увеличение пиковой мощности установки при увеличении полосы пропускания компрессора за счёт уменьшения размера пучка.

Используя другую конфигурацию компрессора с вложенными парами, можно также увеличить мощность установки в два раза за счёт увеличения размера пучка при неизменном размере решётки [4, 5]. В результате минимизации геометрической части G_{geom} в каждой паре решёток за счёт уменьшения углов падения с 60° до 35° и частоты штрихов с 1740 мм^{-1} до 1360 мм^{-1} , получена конфигурация компрессора, имеющая максимальный размер решётки $G = 0,9$ м и максимальный размер входного пучка $D = 0,57$ м. Вторая пара решёток располагалась под углом $\gamma_1 = 116^\circ$ к первой паре. Геометрия конфигурации данного компрессора представлена на рис. 2. Обе схемы обеспечивают прохождение импульса с одинаковой шириной спектра $\Delta\lambda = 5 \text{ нм}$ и общую групповую временную задержку $\Delta\tau \approx 1,5 \text{ нс}$.

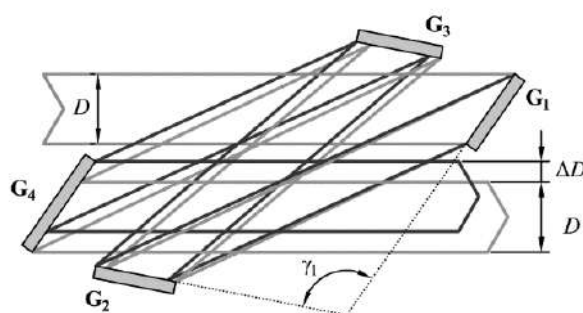


Рис. 2. Геометрия широкоапертурного компрессора с двумя вложенными парами решёток

В Таблице 2 приведено сравнение геометрических параметров компрессора с двумя вложенными парами решёток и компрессора на одной паре решёток.

Параметр	Пара 1	Пара 2	На одной паре
$N, \text{мм}^{-1}$	1360	1360	1740
$G_{disp}, \text{м}$	0,26	0,06	0,24
$G_{geom}, \text{м}$	0,69	0,62	1,54
$G, \text{м}$	0,9	0,78	1,79
$L_0, \text{м}$	2,7	2,0	2,28

Таблица 2. Параметры конфигурации широкоапертурного компрессора с двумя вложенными парами решёток в сравнении с конфигурацией на одной паре решёток

При одинаковых размерах пучка и групповой временной задержке, в конфигурации на одной паре решёток максимальный размер используемых решёток в два раза больше $G_2 = 1,8$ м, чем в конфигурации с вложенными парами $G_2 = 0,9$ м. На данный момент, размер решёток равный 1,8 м может быть достигнут только при использовании составных решёток [6].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект 18-29-20019-мк.

1. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely, *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, Art. № e3, (2015).
2. E.B. Treacy, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**, 454–458, (1969).
3. N. Bonod, J. Neauport, *Advances in Optics and Photonics*, **8**, № 1, 1–44, (2016).
4. V.V. Romanov, K.B. Yushkov, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **25**, № 4, 8800110, (2019).
5. V.V. Romanov, *Patent RU 2547342 C1*, Mar. 11, 2015.
6. J. Qiao, A. Kalb *et al.*, *Opt. Express*, **15**, № 15, 9562–9574, (2007).

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ И СУБРЕЛЯТИВИСТСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА ОТ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Глек П.Б.*, Воронин А.А.***, Желтиков А.М.*,**,***

* Физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

** Российский квантовый центр, Сколково, Московская область, Россия

*** Texas A&M University, College Station, Texas, USA

Представлено теоретическое исследование механизмов и режимов генерации оптических гармоник высокого порядка при отражении мощных фемтосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона от поверхности твердотельной мишени с помощью численного метода “частиц в ячейках” (particle-in-cell).

Использование оптических параметрических источников мощных сверхкоротких импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона для достижения релятивистских уровней интенсивности поля и создания на основе таких систем компактных источников когерентного излучения в вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра представляет актуальную задачу исследований в области оптики высокоинтенсивных полей.

В настоящей работе мы демонстрируем теоретическое исследование механизмов и режимов генерации оптических гармоник высокого порядка при отражении мощных фемтосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона от поверхности твердотельной мишени с помощью численного метода “частиц в ячейках” (particle-in-cell). Нами использована $(1+1/2)D3V$ конфигурация PIC-метода, позволяющая, с одной стороны, описать воздействие лазерного импульса при произвольном угле падения на мишень и поляризации излучения, и, с другой стороны, обеспечивающая большую (по сравнению с $2D3V/3D3V$ конфигурациями) скорость вычислений. Учет релятивистского характера движения частиц позволил изучить разные режимы генерации высоких гармоник - как режим возбуждения когерентного излучения (CWE), так и релятивистский режим осциллирующего зеркала (ROM).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00473, 17-02-01131, 18-32-00782.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ КОЛЬЦЕВЫХ ФИЛАМЕНТОВ В ПУЧКАХ С ВИХРЕВОЙ ФАЗОВОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ

Дергачев А.А., Шленов С.А.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, Москва, Россия

Распространение вихревого пучка в нелинейной среде сопровождается развитием азимутальной неустойчивости. В работе численно исследован процесс распада вихревого пучка при различных параметрах шума в начальном распределении.

При распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных нелинейных средах в поперечном сечении пучка возникают области с высокой концентрацией лазерной энергии, которые образуют протяженные нити – филаменты. Высокая интенсивность лазерного излучения в филаменте приводит к частичной ионизации среды, так что за лазерным импульсом образуется плазменный канал. Если пиковая мощность излучения существенно превосходит критическую мощность самофокусировки в среде, в пределах пучка развивается так называемая модуляционная неустойчивость [1], и пучок распадается на несколько отдельных областей – развивается множественная филаментация.

Рассматриваемые в работе оптические вихри, или вортексы, имеют кольцевую форму распределения интенсивности и фазовую дислокацию на оси пучка. Распределение комплексной амплитуды лазерного поля в поперечном сечении вортекса на входе в нелинейную среду имеет вид (1):

$$A_{vortex}(r, \varphi) = A_0 r^m e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} e^{im\varphi}, \quad (1)$$

где целое число m называется топологическим зарядом вортекса. При распространении в линейной среде вортекс сохраняет свою кольцевую форму. При распространении в нелинейной среде вортекс может испытывать азимутальную неустойчивость, распадаясь в поперечном сечении на несколько пучков, расположенных по окружности. Тем не менее, в [2] отмечается повышенная устойчивость к распаду вортекса на стадии самофокусировки пучка, до возникновения самонаведенной лазерной плазмы.

В данной работе количественно исследован процесс распада вортекса при развитии азимутальной неустойчивости на этапе самофокусировки пучка. Центральная длина волны лазерного излучения в расчетах составляла 1800 нм, радиус пучка r_0 – 92 мкм, топологический заряд m равнялся 1. Полная мощность пучка превосходила критическую мощность самофокусировки вортекса в 5 раз. Таким образом, при распространении, например, в кристалле LiF пиковая мощность излучения составила бы 704 МВт. При длительности лазерного импульса 67 фс это соответствует полной энергии в импульсе около 50 мкДж.

Для уменьшения объема вычислений была использована так называемая стационарная постановка задачи самофокусировки. Было рассмотрено распространение центрального временного слоя импульса, содержащего пиковую мощность, что допустимо для начальной стадии самофокусировки лазерного излучения.

Распределения интенсивности в поперечном сечении пучка на различных расстояниях приведены на рис. 1. Черным цветом показаны области с наибольшей интенсивностью. Видно, что кольцо вортекса вначале испытывает сжатие, при этом его

радиус остается примерно постоянным. Затем от основного кольца отделяется и удаляется на периферию пучка менее интенсивное кольцо. После этого радиус основного кольца быстро уменьшается и, наконец, оно распадается на отдельные структуры.

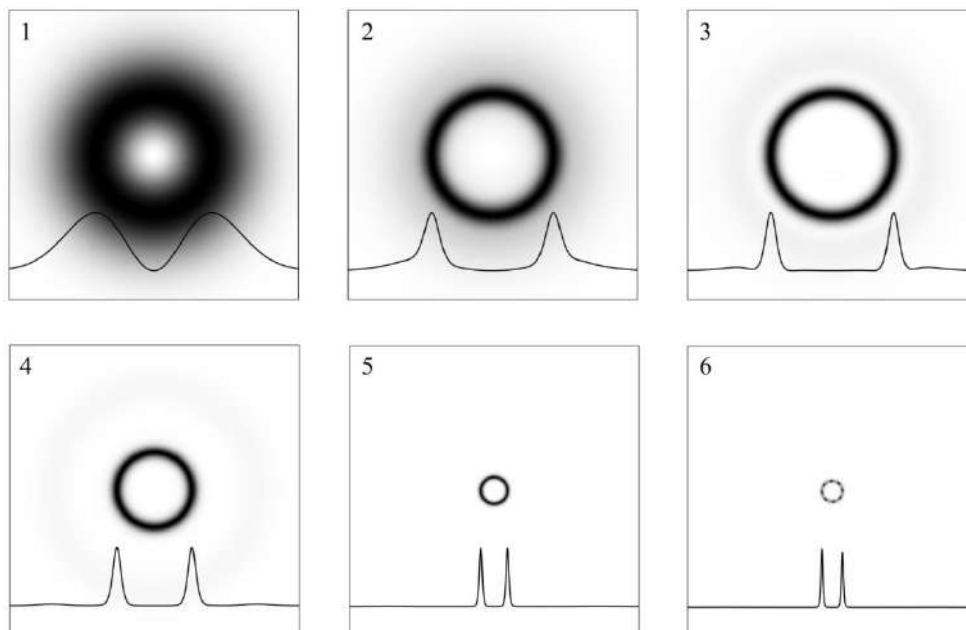


Рис. 1. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка без шума на различных расстояниях z : 1 – 0 см, 2 – 0,6 см, 3 – 0,82 см, 4 – 1,36 см, 5 – 1,56 см, 6 – 1,58 см. Поперечный размер отображаемой части равен 0,5 мм, полный размер расчетной области 1 мм по каждой из двух поперечных координат. В нижней части рисунка приведен профиль интенсивности вдоль оси симметрии OX

Поскольку среда в расчете бралась однородной, а начальное распределение интенсивности было аксиально симметричным, распад пучка связан с развитием модуляционной неустойчивости из-за сеточного шума.

Для дальнейшего исследования в начальное распределение поля был добавлен случайный шум $\xi(x, y)$. Шум имел гауссовую корреляционную функцию, радиус корреляции которой варьировался в 10 раз, что соответствовало случаям крупномасштабного и мелкомасштабного шума. Начальное условие имело вид (2):

$$A_{noise}(x, y, z = 0) = A_{vortex}(1 + \sigma\xi(x, y)), \quad (2)$$

где параметр σ позволяет варьировать мощность шума. Двумерные распределения флуктуаций крупно- и мелкомасштабного шума приведены для сравнения на рис. 2. Белая окружность поверх шума отмечает размер начального кольцевого пучка.

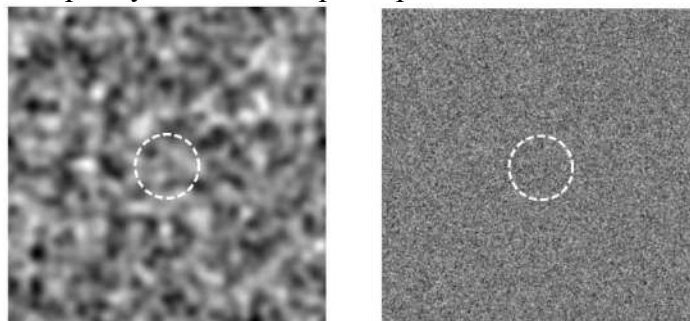


Рис. 2. Распределение флуктуаций интенсивности в поперечном сечении пучка для случаев крупномасштабного (слева) и мелкомасштабного (справа) шума. Белая пунктирная окружность обозначает положение максимума интенсивности в невозмущенном кольцевом пучке

Для количественной характеристики процесса распада кольцевого пучка был введен коэффициент распада пучка $k_{decay}(z)$. На заданном расстоянии z находилось

положение максимума интенсивности; расстояние от точки максимума до оси пучка считалось равным радиусу кольца $r_{ring}(z)$. Далее находились минимальное $I_{r,min}$ и максимальное $I_{r,max}$ значение интенсивности на окружности с центром на оси пучка и радиусом r_{ring} . Коэффициент распада пучка определялся по формуле (3):

$$k_{decay}(z) = \frac{I_{r,max} - I_{r,min}}{I_{r,max}}. \quad (3)$$

Таким образом, для идеально симметричного пучка k_{decay} равен 0, а для полностью распавшегося на отдельные пучки k_{decay} стремится к 1.

Зависимость коэффициента распада от пройденного расстояния для различных параметров шума представлена на рис. 3. Видно, что коэффициент распада сохраняет близкое к нулю значение на начальном участке пути, однако затем начинает резко возрастать. Во всех рассмотренных случаях распад наступает существенно раньше, чем в случае вихря без шума, что говорит о том, что вклад сеточного шума в условиях моделирования вихря с шумом незначителен.

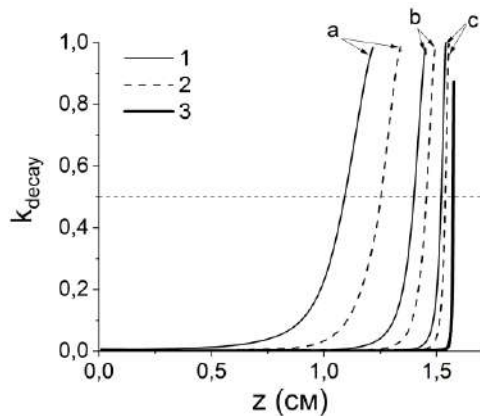


Рис. 3. Зависимости коэффициента распада пучка от пройденного расстояния для крупномасштабного (1), мелкомасштабного (2) шума и вихря без шума (3); а– $\sigma = 10^{-3}$, б– $\sigma = 10^{-5}$, в– $\sigma = 10^{-7}$

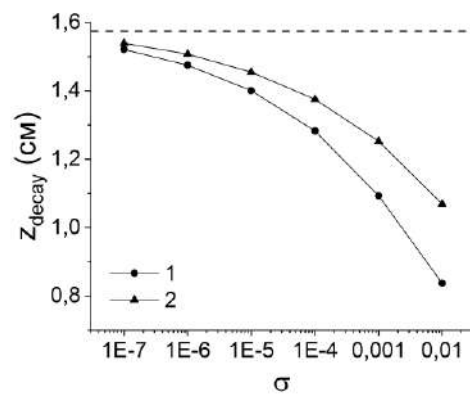


Рис. 4. Зависимость расстояния распада пучка от амплитуды шума для крупномасштабного (1) и мелкомасштабного (2) шума

По результатам расчетов было выбрано пороговое значение $k_{decay} = 0,5$ для определения расстояния, на котором произошел распад пучка z_{decay} . График его зависимости от параметров шума представлен на рис. 4. Видно, что большим значениям амплитуды шума σ соответствует более ранний распад. Кроме того, крупномасштабный в условиях моделирования шум приводит к более раннему распаду кольца, чем мелкомасштабный. Это связано с влиянием дифракции, эффективно «замыкающей» мелкомасштабные неоднородности в пучке.

Таким образом, в работе количественно определено влияние параметров шума на процесс распада вихревого пучка в условиях распространения в нелинейной среде. Установлено, что в условиях моделирования крупномасштабный шум способствует более быстрому распаду пучка по сравнению с мелкомасштабным.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00624 и выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова[3].

1. В.И. Беспалов, В.И. Таланов, *Письма в ЖЭТФ*, **3**, №12, 471-476, (1966).
2. A. Vincotte, L. Berge, *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 193901, (2005).
3. В.В. Воеводин, С.А. Жуматий, С.И. Соболев, А.С. Антонов, П.А. Брызгалов, Д.А. Никитенко, К.С. Стефанов, Вад. В. Воеводин, *Открытые системы*, №7, 36-39, (2012).

ПАССИВНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ФАЗЫ ХОЛОСТОЙ ВОЛНЫ ДВУХКАСКАДНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

Савицкий И.В.*, Ланин А.А.***, Степанов Е.А.*,
Федотов А.Б.***, Желтиков А.М.***

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

**Российский квантовый центр, Сколково, Россия

***Texas A&M University, College Station TX, Texas, USA

Оптика фемто- и аттосекундных импульсов, с зачетом

В работе экспериментально продемонстрирована стабильность фазы огибающей относительно набивки сверхкоротких лазерных импульсов инфракрасного диапазона, полученных при помощи пассивной стабилизации в оптическом параметрическом усилителе.

Одним из приоритетных направлений развития современной лазерной физики является генерация импульсов предельной длительности. В настоящее время были получены предельно короткие импульсы для различных диапазонов длин волн: от ультрафиолетового до среднего инфракрасного [1, 2]. В этом случае в пределах огибающей импульса лежит всего несколько или даже один период колебания электромагнитного поля. В результате этого возникает необходимость учитывать распределение поля волны в пределах огибающей, которое определяется фазой огибающей относительно набивки. Необходимость учёта фазы возникает, например, в задачах сверхбыстрого контроля электронов в твёрдых телах при помощи сверхкоротких импульсов [3] или в задачах генерации гармоник высокого порядка [4, 5] и одиночных аттосекундных импульсов [6].

Так как на выходе из лазерного генератора света импульсы имеют нестабильную фазу, возникает вопрос о её стабилизации. Выделяют два типа методов стабилизации фазы. Активные методы предполагают, например, модуляцию накачки генератора или изменение длины резонатора в реальном времени в зависимости от фазы выходящих импульсов [7]. Это реализуется, например, при помощи системы обратной связи, которая сравнивает каждый импульс с опорным и подстраивает систему таким образом, чтобы уменьшить несоответствие фазы. Однако такие методы требуют дорогостоящей быстрой электроники со скоростью управления порядка наносекунд, поэтому развитие также получили методы пассивной стабилизации, основанные на преобразовании фазы электромагнитной волны в процессе нелинейного взаимодействия [8]. Например, при правильной конфигурации параметрического усилителя, холостая волна, генерируемая в ходе параметрического процесса, может иметь стабильную фазу огибающей относительно набивки.

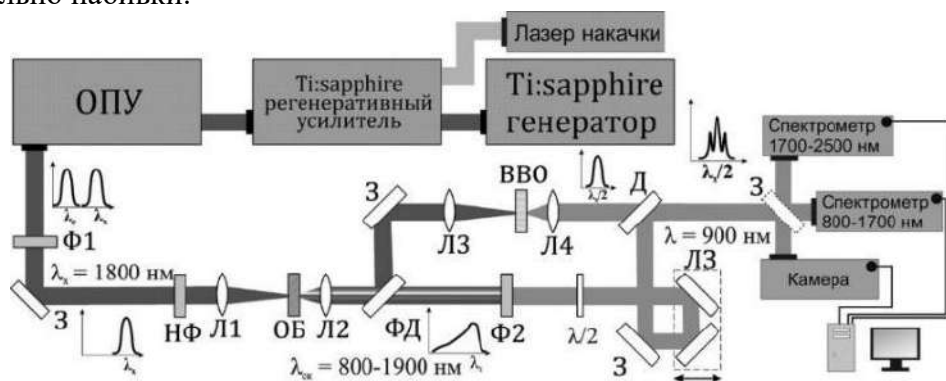


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Для измерения сдвига фазы огибающей относительно набивки обычно используется f - $2f$ интерферометр [9], основанный на интерференции импульса, спектрально уширенного без изменения фазы, и его второй гармоники. Стабильность спектральных пиков получаемой интерференционной картины будет указывать на стабильность фазы.

В работе исследовалась стабильность фазы огибающей относительно набивки пассивно стабилизированных импульсов, получаемых при помощи двухкаскадного оптического параметрического усилителя (ОПУ). Исходя из теоретических рассуждений, импульсы холостой волны, генерируемые при помощи параметрического преобразования, должны иметь стабильную фазу. Прямое экспериментальное подтверждение этого утверждения производилось при помощи f - $2f$ интерферометра Маха-Цендера, схема которого изображена на рис. 1. Исследуемые импульсы холостой волны, получаемые в ОПУ, имели длину волны 1800 нм, при длительности 60 фс и энергией до 60 мкДж. Генерация второй гармоники в одном из плеч интерферометра производилась в кристалле бората бария (ВВО), генерация спектрально уширенного импульса в другом плече была произведена при помощи пластинки итрий-алюминиевого граната (YAG).

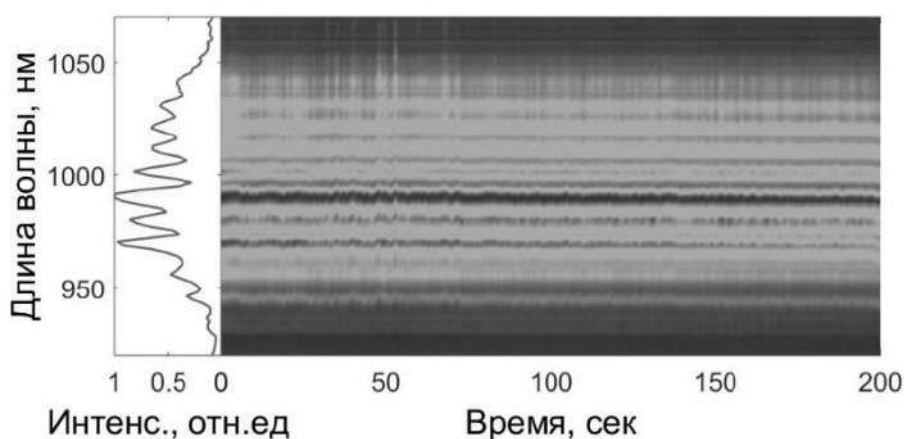


Рис. 2. Зависимость спектра интерференции от времени

Основным результатом работы явилось экспериментальное подтверждение стабильности импульсов холостой волны. Для этого была измерена зависимость спектра интерференции от времени (рис. 2), а затем рассчитаны сдвиги фазы от импульса к импульсу. Полученное значение среднего квадратичного отклонения фазы оказалось равно 0,1 рад, что говорит о стабильности фазы огибающей относительно набивки. Небольшие флуктуации фазы могут быть обусловлены скачками мощности излучения, а также флуктуациями оптических элементов схемы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-32-20191, № 18-02-40028) и Российского научного фонда (проект № 17-12-01533).

1. Е.А. Степановидр., *Phys. Rev. Lett.*, **117**, №4, 043901, (2016).
2. А.А. Lanin и др., *Optics Letters*, **40**, №6, 974, (2015).
3. С. Heideидр., *Phys. Rev. Lett.*, **121**, №20, 207401, (2018).
4. А.А. Laninидр., *Optica*, **4**, №5, 516, (2017).
5. Т.Т. Luuидр., *Nature*, **521**, №7553, 498–502, (2015).
6. А. Baltuškaидр., *Nature*, **421**, №6923, 611–615, (2003).
7. D.J. Jones, *Science*, **288**, №5466, 635–639, (2000).
8. А. Baltuška, Т. Fuji, Т. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, №13, 133901, (2002).
9. J. Darginavičius и др., *Opt. Express*, **21**, №21, 25210, (2013).

МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С УВЕЛИЧЕННЫМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ

Бурдин В.А., Бурдин А.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
г. Самара, Россия

В работе представлена модель и результаты моделирования распространения оптического фемтосекундного импульса большой мощности в оптическом волокне с увеличенным двулучепреломлением. Результаты моделирования сопоставлены с данными эксперимента.

В данной работе представлена модель распространения ультракоротких импульсов, базирующаяся на системе связанных уравнений Шредингера. Здесь с учетом уравнений Манакова система связанных уравнений Шредингера была приведена к виду, описывающему передачу ультракороткого оптического импульса при распространении в одномодовом оптическом волокне двух ортогонально-поляризованных мод. При этом, члены уравнений, учитывающие действие фактора рассеяния Рамана, были преобразованы так, что это позволило определять производные по времени огибающих оптических импульсов исключив дополнительную систему дифференциальных уравнений и, соответственно, необходимость их решения на каждом шаге расщепления по физическим процессам.

Моделирование выполняли для условий эксперимента, подробно описанного в работах [1, 2]. Согласно описанию эксперимента, в оптическое волокно вводили оптические импульсы с длительностью 12 фс и пиковой мощностью 175 кВт на длине волны 798 нм. Было использовано оптическое волокно с увеличенным двулучепреломлением F-SPV типа «бабочка» (Bow-Tie), оптимизированное для работы на длине волны 633 нм. Длина оптического волокна составляла 2,5 мм. Процесс распространения оптического импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации моделировали, решая предложенную систему уравнений методом расщепления по физическим процессам. При моделировании полагали, что в оптическом волокне распространяются две ортогонально поляризованные моды, на входе выполняются условия равномерного возбуждения мод, двулучепреломление - величина постоянная, потери пренебрежимо малы, а показатель преломления легированного кварцевого стекла прямо-пропорционален концентрации легирующей добавки. В результате моделирования были вычислены импульсный отклик и его спектральная характеристика на выходе оптического волокна.

Сравнение представленных в работе результатов моделирования и данных эксперимента подтвердило адекватность предложенной модели и необходимость учета двулучепреломления при анализе процессов распространения ультракоротких импульсов в оптических волокнах с сохранением поляризации [3].

1. S. Nakamura, Y. Koyamada et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(4), 480-482, (2002).

2. S. Nakamura, N. Takasawa et al. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 23(2), 855-863, (2005).

3. S. Nakamura, Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission, InTech, 449-442, (2010).

(3D+1) ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРЕВЫЕ СОЛИТОНЫ В ВОЛНОВОДАХ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Сазонов С.В., Калинович А.А., Комиссарова М.В., Брянцев Б.С.,
Захарова И.Г.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

В данной работе представлены результаты численных экспериментов по наблюдению вихревых солитонов в квадратичной среде в присутствии волновода с параболическим профилем показателя преломления в случае нормальной дисперсии.

В последние десятилетия внимание исследователей, работающих в области лазерной физики, когерентной и нелинейной оптики, привлекли необычные свойства вихревых солитонов - электромагнитных полей с винтовой формой волнового фронта. Впервые фазовые дислокации, близкие по топологической структуре некоторым типам дефектов в кристаллах были рассмотрены в работе, написанной Наем и Берри в 1974 году [1]. Вихревые солитоны, солитоны с сингулярностью фазы, весьма неустойчивы и легко распадаются на несколько безвихревых составляющих [2]. Однако, в присутствии нескольких противодействующих процессов, стабильные вихревые солитоны все-таки могут существовать. Стабильные вихревые солитоны наблюдаются в средах с нелинейностями второго и третьего [3] или третьего и пятого порядков [4], в средах с модуляцией нелинейности [5,6], в присутствии граничных эффектов [7], в жидких кристаллах [8] и волноводных массивах [9]. В [10] была исследована стабильность вихревых солитонов в аксиально симметричном волноводе с квадратичным поперечным профилем показателя преломления для случая аномальной дисперсии и получен интервал значений полной энергии импульса, при которых солитон стабилен.

В настоящей работе представлены результаты численных экспериментов по наблюдению вихревых солитонов в квадратичной среде в присутствии волновода с параболическим профилем показателя преломления в случае нормальной дисперсии.

В ходе работы было выяснено, что вихрево-солитоны могут распространяться в квадратично-нелинейном волноводе в режиме генерации второй гармоники (рис.1,2). В работе импульсы в волноводе сохраняли не только свою солитонную, но и вихревую структуру при распространении, что подтверждает факт наблюдения именно вихрево-солитонов.

Процесс формирования и трасса устойчивого распространения вихрево-солитонов напрямую зависят от силы захватывающего потенциала (рис.3), а именно, при значениях больше четверти максимальных, использованных в работе наблюдается линейный рост расстояния распространения с силой потенциала. В среде с меньшей силой потенциала солитон не формируется совсем.

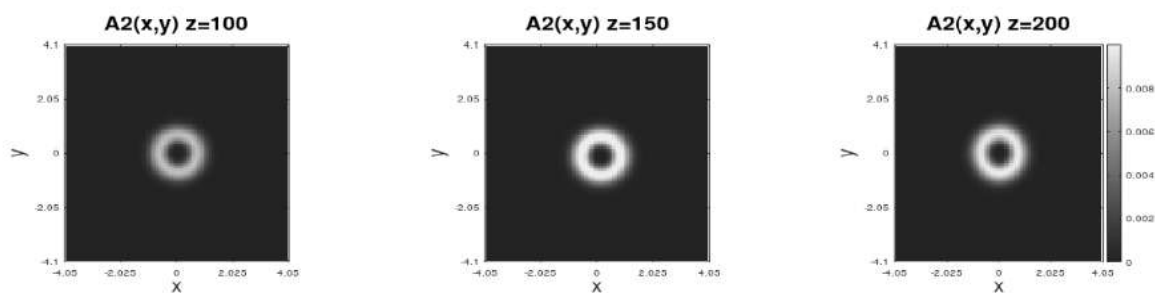


Рис.1. Распределение амплитуды для второй (A_2) гармоники в поперечном сечении для $z=100, 150, 200L_{nl}$

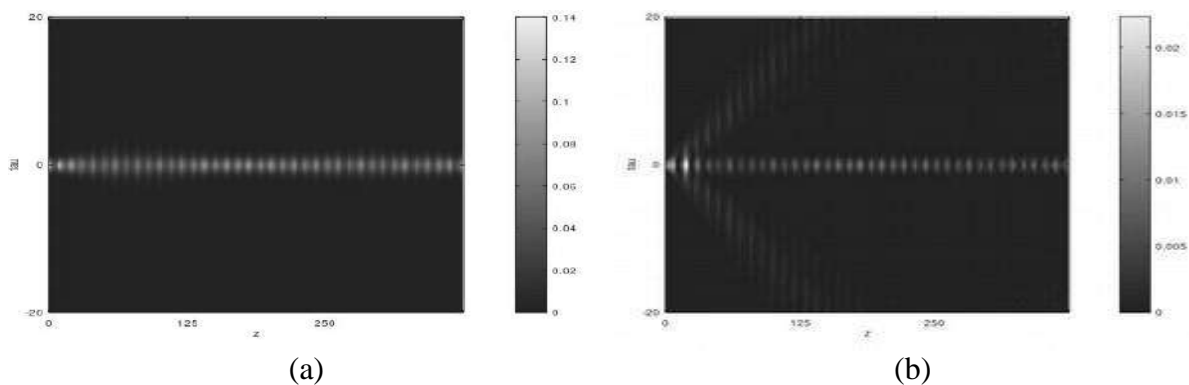


Рис.2. Продольный zt -профиль вихрекс-солитона для основной(а) и второй(б) гармоники. Единица по оси Z соответствует одной нелинейной длине

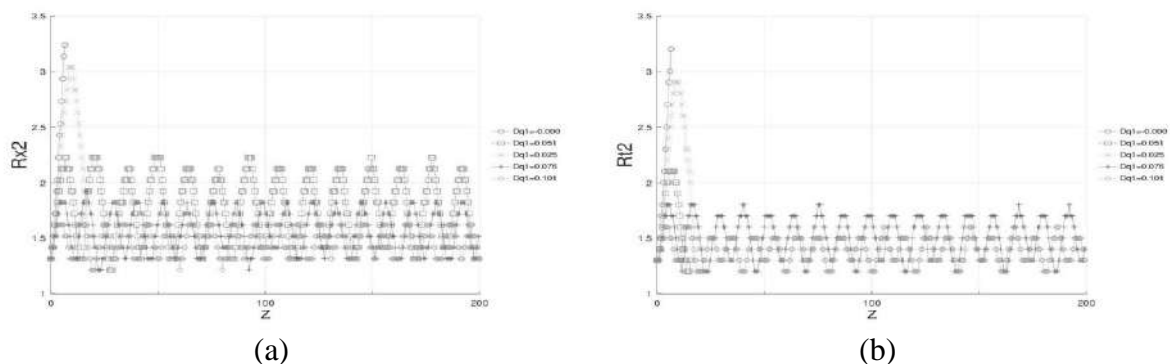


Рис.3. Эволюция поперечной ширины(а) и длительности(б) второй гармоники в зависимости от расстояния, пройденного вдоль оси Z для разных коэффициентов силы волновода. Единица по оси Z соответствует одной нелинейной длине

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

1. J.F. Nye, M.V. Berry, Dislocations in wave trains // Proc. R. Soc. Lond. A. 1974. V. 336. P. 165-190.
2. J.P. Torres, J. M. Soto-Crespo, L. Torner, D.V. Petrov, Solitary-wave vortices in quadratic nonlinear media // J. Opt. Soc. Am. B, 1998 т. **15**, № 2, с. 625-628.
3. J.A. Tristram and A.V. Buryak and Yu.S. Kivshar, Stabilization of dark and vortex parametric spatial solitons // Opt. Lett., 1998, т. **23**, № 9, с. 670-672.
4. A.S. Reyna, C. B. De Araújo, Guiding and confinement of light induced by optical vortex solitons in a cubic–quintic medium // Opt. Lett., 2016, т. **46**, № 1, с. 191-194.
5. V. Lutsky, B.A. Malomed, One- and two-dimensional solitons supported by singular modulation of quadratic nonlinearity // Phys. Rev. A., т. **91**, с. 023815.
6. V. Lutsky, B.A. Malomed, Multi-soliton states under triangular spatial modulation of the quadratic nonlinearity // Eur. Phys. J. Special Topics, 2018, т. **227**, № 5, с. 533-549.
7. M. Chen, T. Zhang, W. Li, D. Lu, Q. Guo, W. Hu, Boundary enhanced effects on the existence of quadratic solitons // Opt. Communications, 2018, т. **415**, с. 18-24.
8. Y.V. Izdebskaya, V.G. Shvedov, P. S. Jung, W. Krolikowski, Stable vortex soliton in nonlocal media with orientational nonlinearity // Opt. Lett., 2017, т. **43**, № 1, с. 66-69.
9. J.W. Fleischer, G. Bartal, O. Cohen, T. Schwartz, O. Manela, B. Freedman, M. Segev, Spatial photonics in nonlinear waveguide arrays // Opt. Express, 2005, т. **13**, № 6, с. 1780-1796.
10. H. Sakaguchi, B.A. Malomed, Vortical light bullets in second-harmonic-generating media supported by a trapping potential // Opt. Express, 2013, т. **21**, № 8, с. 9813-9823.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СОСТОЯНИЙ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМА СВЕРХКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ – 2D, 3D СЛУЧАИ

Ларионов Н.В., Макаров Д.Н.*, Смирновский А.А.**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

*Северный (Арктический) федеральный университет имени М.В. Ломоносова, г. Архангельск, Россия

**Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе теоретически исследуются квантовые вихри, образующиеся при ионизации атома сверхкоротким лазерным импульсом. Показано, что нули волновой функции электрона, соответствующие центрам квантовых вихрей в трехмерном пространстве, могут быть идентифицированы с помощью решений подобных задач в двумерном пространстве.

В наших предыдущих работах [1,2], используя численный метод решений нестационарного уравнения Шредингера в расширяющемся пространстве [3], мы исследовали возникновение и эволюцию квантовых вихрей [4,5], формирующихся в процессе надбарьерной ионизации двумерного (2D) атома водорода сверхкоротким лазерным импульсом. Центры этих вихрей идентифицировались как запрещенные области для электрона в обычном и сопряженном импульсном пространствах, где плотность потока вероятности демонстрировала характерные вихревые структуры. Для выяснения природы вихрей задача об ионизации 2D атома водорода была решена с помощью нестационарной теории возмущений. Было показано, что вихри являются результатом интерференции конечных состояний электрона. Эти состояния, в свою очередь, образовывались в процессе «двухфотонного» перехода через промежуточные состояния непрерывного спектра [2].

Численное моделирование трехмерной (3D) задачи ионизации встречает существенные трудности. Поэтому естественно попытаться предсказать особенности ионизации в 3D пространстве, в частности образование вихрей, на основе решений подобной задачи в пространстве с меньшей размерностью.

В качестве 3D «атома» рассмотрим систему, представляющую собой электрон первоначально связанный с потенциалом нулевого радиуса (ПНР): $U(r) = -\delta(\vec{r})$. В 2D пространстве возьмем, уже исследованный нами [1,2], 2D атом водорода, потенциальная энергия электрона в котором записывается следующим образом: $U(r) = -1/2r$. Тогда гамильтониан как для 2D, так и для 3D «атома», взаимодействующего с классическим электромагнитным полем, имеет вид (используется атомная система единиц: $e = \hbar = m_e = 1$)

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\nabla^2 + U(r) - \hat{d}\vec{E}(t), \quad (1)$$

где первые два слагаемых соответствуют невозмущенному атому, \hat{d} - оператор дипольного момента атома. Вектор напряженности электрического поля $\vec{E}(t)$ берется поляризованным вдоль оси x $\vec{E}(t) = \vec{e}_x E(t)$, где временная зависимость задается следующим выражением

$$E(t) = F \cos(\omega t) [\theta(T-t) - \theta(-t)]. \quad (2)$$

Здесь ω - частота, T - длительность импульса, F - постоянная амплитуда и θ - ступенчатая функция Хевисайда.

Применяя нестационарную теорию возмущений к уравнению Шредингера с гамильтонианом (1), можно, с точностью до членов второго порядка по взаимодействию, получить аналитические выражения для амплитуды вероятности $b(\vec{k})$ того, что вырванный электрон имеет импульс \vec{k} [6]. При этом, в случае 2D атома водорода, используется приближение одноуровневого атома, а также кулоновские волны заменяются на цилиндрические [2].

На рисунках 1,2 сравниваются зависимости модулей найденных амплитуд $|b(k_x, k_y)|$, $|b(k_x, k_y, k_z)|$ [6] от одной из компонент импульса k_x или k_y , при фиксированных нулевых других компонентах. Для 2D атома водорода (пунктирные линии) центры квантовых вихрей, для выбранных параметров импульса, имеют следующие координаты $k_x = 0, k_y \approx \pm 2.3$, где $b(k_x = 0, k_y = \pm 2.3) = 0$, а $b(k_x = \pm 2.3, k_y = 0)$ принимает значения близкие к своим максимальным [2]. Из графиков видно, что зависимости амплитуды вероятности для трехмерной задачи (сплошная линия) практически совпадают с соответствующими зависимостями амплитуды для двумерной задачи. В частности, локализация нулей амплитуд, соответствующих квантовым вихрям, совпадает полностью.

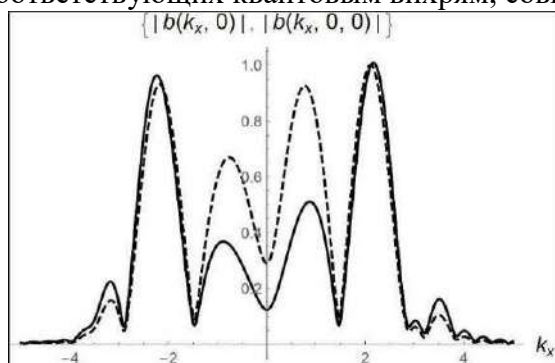


Рис. 1. Зависимость модулей амплитуд вероятностей $b(k_x, 0)$ (пунктирная линия) и $b(k_x, 0, 0)$ (сплошная линия) от проекции импульса k_x . Параметры импульса: $F=0.5, T=4, \omega=\pi$

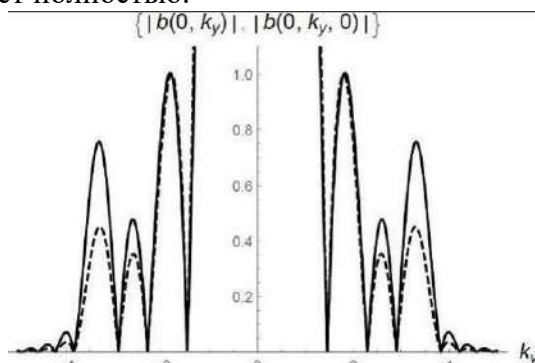


Рис. 2. Зависимость модулей амплитуд вероятностей $b(0, k_y)$ (пунктирная линия) и $b(0, k_y, 0)$ (сплошная линия) от проекции импульса k_y . Параметры импульса: $F=0.5, T=4, \omega=\pi$

Более детальный анализ показывает, что в трехмерном пространстве, для рассмотренного случая линейно-поляризованного импульса, область, запрещенная для электрона и соответствующая центру квантового вихря, представляет собой тонкое кольцо, лежащее в плоскости, перпендикулярной силе, вырывающий электрон.

Таким образом, в данной работе показано, что решения двумерной задачи позволяют идентифицировать запрещенную для электрона область в трехмерном пространстве, которая может быть интерпретирована как центр квантового вихря.

1. S. Yu. Ovchinnikov, N.V. Larionov, A.A. Smirnovsky, A.A. Schmidt, *St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics*, **10**, 111, (2017).

2. S. Yu. Ovchinnikov, N.V. Larionov, A.A. Smirnovsky, A.A. Schmidt, *Technical Physics*, **63**, 1569, (2018).

3. S.Yu. Ovchinnikov, A.A. Smirnovsky, A.A. Schmidt, *Tech. Phys. Lett.*, **42**, 407, (2016).

4. J.M. Ngoko Djiokap, S.X. Hu, L.B. Madsen, N.L. Manakov, A.V. Meremianin, A.F. Starace, *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 113004, (2015).

5. L.Ph.H. Schmidt, C. Gohl, D. Metz, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, S.Yu. Ovchinnikov, J.H. Macek, D.R. Schultz, *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 083201, (2014).

6. N.V. Larionov, D.N. Makarov, A.A. Smirnovsky, <https://arxiv.org/abs/1903.07732v2>, (2019).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СОЛИТОННОГО ИМПУЛЬСА ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

Мастин А.А., Рябочкина П.А.

Национальный исследовательский

Мордовский государственный университет им.Н.П. Огарева, г. Саранск, Россия

С использованием численного моделирования исследована структура импульса волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод в области аномальной дисперсии групповой скорости. Выявлено влияние конечности времени релаксации просветленного состояния поглотителя на структуру импульса.

Исследование механизма формирования импульсов субпикосекундной длительности волоконных лазеров в области аномальной дисперсии вызывает значительный интерес исследователей [1,2]. Данный механизм основан на балансе действия аномальной дисперсии и фазовой самомодуляции импульса. С одной стороны, действие этого механизма облегчает запуск и поддерживает импульсный режим работы лазера, позволяет стабилизировать структуру импульса и снизить влияние дестабилизирующих внешних факторов. С другой стороны, его действие ограничивает максимально возможную энергию импульса. В соответствии с этим, исследование структуры импульса волоконных лазеров в области аномальной дисперсии является актуальной задачей, решение которой позволит определить особенности формирования импульса, его динамику и условия сохранения структуры при увеличении энергии.

В работах [3, 4] отмечалось, что спектр импульса волоконного лазера в области аномальной дисперсии имеет общий гауссовый профиль, на котором выделяются пики Келли. Эти пики появляются из-за дисперсии фазовой скорости в результате интерференционного усиления некоторых спектральных компонент импульса, фазовый сдвиг которых с его центральным пиком кратен 2π .

Из литературных данных известно, что профиль импульса во временном домене имеет выраженный центральный пик и низкоинтенсивный широкий пьедестал [5]. Однако, насколько нам известно, в настоящее время отсутствуют данные о форме профиля и структуре чирпа пьедестала импульса, а также влияния конечности времени релаксации просветленного состояния поглотителя на форму профиля и чирп импульса.

Конечность времени релаксации просветленного состояния нелинейного поглотителя является важной характеристикой, определяющей предельную допустимую энергию солитона [5,6]. Эта характеристика является дестабилизирующим фактором и приводит к росту неустойчивостей на пьедестале импульса сразу за основным пиком, где селективное по амплитуде действие поглотителя отсутствует, а усиление активной среды сохраняется [5,6].

В данной работе численными методами исследуется профиль импульса, его чирп, взаимосвязь чирпа и пиков Келли, а также влияние конечности времени релаксации насыщающегося поглотителя на структуру импульса.

Результаты численного моделирования структуры импульса получены решением нелинейного уравнения Шредингера [7] в среде Matlab с помощью вычислительной процедуры ode45.

Структура солитонного импульса волоконного лазера исследовалась для активного волокна, легированного ионами Tm^{3+} . Полоса усиления активной среды аппроксимировалась параболическим профилем с шириной 40 нм и центром 1930 нм.

Моделирование осуществлялось для кольцевой схемы лазера. Она включала в себя мультиплексор для введения излучения накачки, активное волокно, делитель мощности, пассивный нелинейный поглотитель и пассивное волокно. Частотные

фильтрующие свойства компонент резонатора не учитывались. Принималось, что импульс в резонаторе распространяется по часовой стрелке. С помощью делителя мощности 90% энергии импульса выводилось из резонатора.

В результате моделирования впервые было показано, что чирп импульса солитоноподобного импульса волоконного лазера имеет ступенчатообразный профиль, положения переднего и заднего фронтов пьедестала импульса соответствуют длинам волн пиков Келли.

Конечность времени релаксации поглотителя приводит к перераспределению энергии пьедестала импульса относительно центрального пика: передний фронт пьедестала уменьшается, задний увеличивается.

Конечность времени релаксации поглотителя приводит к смещению спектра импульса в коротковолновую область, уменьшению интенсивности коротковолнового пика Келли и увеличению интенсивности длинноволнового пика Келли.

1. F.M. Mitschke and L.F. Mollenauer, *Opt. Lett.* **12**, 407-409 (1987)
2. J.D. Kafka, T. Baer, and D.W. Hall, *Opt. Lett.* **14**, 1269-1271 (1989)
3. S.M. J. Kelly, *Electronics Letters*, vol. 28, no. **8**, pp. 806-807, 9 April 1992.
4. M.L. Dennis and I.N. Duling, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. **6**, pp. 1469-1477, June 1994.
5. R. Paschotta, & U. Keller, *Appl Phys B* (2001) **73**: 653.
6. D. Jung, F.X. Kärtner, L.R. Brovelli, M. Kamp, and U. Keller, *Opt. Lett.* **20**, 1892-1894 (1995)
7. Fiber Lasers, First Edition. Edited by Oleg G. Okhotnikov.

**ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ИМПУЛЬСОВ,
РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В РЕЖИМЕ ТУННЕЛЬНОЙ
ИОНИЗАЦИИ**

Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

* ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет» Россия,
Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта,
г. Калининград, Россия

С помощью метода моментов получено аналитическое выражение, описывающее поперечную динамику импульса, распространяющегося в режиме вынужденного комбинационного саморассеяния и ионизацией.

В настоящей работе предложен подход описания динамики импульсов, распространяющихся в среде при учете вынужденного комбинационного рассеяния и туннельной ионизации. Соответствующее уравнение получено в работе [1]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\gamma T_R \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + \\ + i\eta \psi \int_{-\infty}^{\tau} \Delta \Theta(\Delta) - \frac{i\mu}{2} \Delta_{\perp} \psi = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ψ – медленно меняющаяся огибающая, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса на его центральной частоте ω , η – коэффициент, характеризующий туннельную ионизацию, β_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС), β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка, $\mu = c/n_0\omega$, n_0 – показатель преломления среды на нулевой частоте, γ – коэффициент кубической нелинейности, T_R – характеризует вклад вынужденного комбинационного рассеяния, $\Delta |\psi|^2 = (|\psi|^2 - |\psi_{th}|^2)$, ψ_{th} – амплитуда сигнала, соответствующая значению пороговой интенсивности туннельной ионизации, Θ – функция Хевисайда. Коэффициент β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае. Данное уравнение описывает динамику импульсов, имеющих интенсивность превосходящую пороговую так, что последней можно пренебречь [1].

Анализ динамики параметров импульса проводился на основе метода моментов. В работе рассматривался случай солитонного распространения, когда огибающая импульса сохраняет форму гиперболического секанса

$$\psi = B \operatorname{sech} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 + i \left(\phi + \Omega(\tau - T) - C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} - \frac{\varepsilon r^2}{2R^2} \right) \right], \quad (2)$$

где B – амплитуда сигнала, τ_p – его длительность, C – параметр, определяющий частотную модуляцию, T – временное запаздывание, ϕ – фаза и Ω – смещение центральной частоты сигнала, R – параметр, пропорциональный поперечному радиусу, ε – описывает кривизну волновых поверхностей. Все параметры зависят от координаты

z . Определим моменты импульса, следуя [2]. Дифференцируя выражения для моментов по координате z и используя (1), получаем систему уравнений, из которой с учетом (2) находим

$$E = B^2 \tau_p R^2 = \text{const}, \quad (3)$$

$$T' = -\beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \left(\Omega^2 + \left(1 + \frac{\pi^2}{4} C^2 \right) \frac{1}{3\tau_p^2} \right) + \frac{\gamma E}{2\omega \tau_p R^2}, \quad (4)$$

$$\Omega' = \frac{4\gamma E}{15\tau_p^3 R^2} \left(T_R - \frac{5C}{4\omega} \right) - \frac{\eta E}{3\tau_p R^2} \left(1 - \frac{\psi_{th}^2}{B^2} \right)^{3/2}, \quad (5)$$

$$\tau_p' = \frac{\beta_2 C}{\tau_p} - \beta_3 \frac{C\Omega}{\tau_p}, \quad (6)$$

$$C' = \left(\frac{4}{\pi^2} + C^2 \right) \frac{(\beta_2 - \beta_3 \Omega)}{\tau_p^2} + \frac{2\gamma E}{\pi^2 \tau_p R^2} \left(1 - \frac{\Omega}{\omega} \right), \quad (7)$$

$$R' = -\frac{\mu \varepsilon}{R}, \quad (8)$$

$$\varepsilon' = -\frac{\mu}{R^2} (1 + \varepsilon^2) + \frac{\gamma E}{3\tau_p R^2} \left(1 - \frac{\Omega}{\omega} \right) - \frac{\eta \psi_{th}^3 \tau_p}{B} \left(\frac{B}{\psi_{th}} - 1 \right)^2. \quad (9)$$

Здесь штрихом обозначена производная по z . Необходимыми условиями устойчивости пространственно-поперечного солитона является равенство нулю производных в системе (3)-(9). Таким образом получаем (10)-(12)

$$E = B^2 \tau_0 R_0^2 = \frac{2|\beta_2| R_0^2}{\gamma \tau_0}, \quad (10)$$

$$\tau_R^2 - \tau_0^2 \left(1 - \frac{\tau_0^2}{\tau_{th}^2} \right)^{3/2} = 0, \quad (11)$$

$$1 - \frac{3\mu \tau_0}{E\gamma} - \frac{3\eta \tau_0^2}{\gamma \tau_{th}^3} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{th}} - 1 \right)^2 = 0, \quad (12)$$

где τ_0, R_0 – начальные значения параметров импульса, соответствующие необходимому условию устойчивости сигнала, $\tau_R = \sqrt{4\gamma T_R / 5\eta}$, $\tau_{th} = \sqrt{2|\beta_2| / \gamma \psi_{th}^2}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант №17-11-01157).

1. P. Hölzer et al., *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 203902-1-203902-5, (2011)

2. J. Santhanam, G. Agrawal, *Opt. Commun. A.* **222**, 413-420, (2003)

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Лейбов Л. С., Козлов С. А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано пропускание квазимонохроматических импульсов высокой интенсивности через нелинейный интерферометр Фабри-Перо. Произведена оценка пропускания для различных диэлектрических сред внутри интерферометра и их толщин.

Введение

В настоящее время созданы высокоинтенсивные источники терагерцового излучения [1]. В связи с этим стал актуальным вопрос о создании высокоскоростных устройств управления этим излучением, основанных на нелинейном взаимодействии излучения с веществом.

Рассматриваемая теоретическая модель

На рисунке 1 приведена схема пропускания квазимонохроматических терагерцовых импульсов идеальным нелинейным интерферометром Фабри-Перо. Среда внутри интерферометра считается диэлектрической, с безынерционной кубической нелинейностью, дисперсия и поглощение не учитываются.

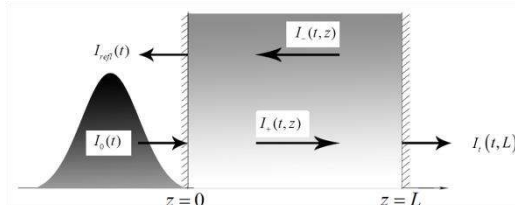


Рис. 1. Схема пропускания интерферометра

Для расчета зависимости интенсивности излучения на входе в интерферометр от интенсивности на выходе использовалось нормированное соотношение [2]:

$$I_{0n} = I_{tn} \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left(L_n \left(1 + \frac{3}{2} \frac{1+R}{1-R} \Delta n_{nl} I_{tn} \right) \right) \right],$$

где Δn_{nl} – коэффициент нелинейности, равный $\Delta n_{nl} = n_2 I_{0max}$, где n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления, I_{0max} – максимальная интенсивность излучения на входе в интерферометр; I_{0n}, I_{tn} – входная и выходная интенсивности излучения, нормированные на максимальную входную интенсивность I_{0max} ; R – энергетические коэффициенты отражения зеркал, L_n – расстояние между зеркалами интерферометра нормированное на длину волны излучения λ и равное $L_n = \frac{2\pi l}{\lambda}$, где l – толщина диэлектрической среды.

Расчет пропускания интерферометра

При исследовании пропускания были использованы нормированные значения толщин диэлектрической среды интерферометра в интервале от π до 5π . Значения Δn_{nl} изменялись в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-2} . На рисунках 2 а, б, в показаны характерные зависимости интенсивности излучения на входе в интерферометр от интенсивности на выходе.

В ходе исследования характерных кривых пропускания интерферометра были обнаружены некоторые закономерности относительно влияния параметров системы на ее пропускание. Было обнаружено, что система проявляет бистабильные свойства при Δn_{nl} не менее, чем 10^{-3} , при меньших значениях наблюдается только линейный режим работы интерферометра. Кроме того бистабильные свойства системы проявляются тем сильнее, чем выше значение Δn_{nl} . При этом с увеличением Δn_{nl} бистабильные эффекты

наблюдаются в более широком диапазоне L_n . Так же было обнаружено, что при увеличении коэффициента отражения зеркал R бистабильность системы усиливается. При значениях R менее 0.6 бистабильные эффекты не наблюдаются.

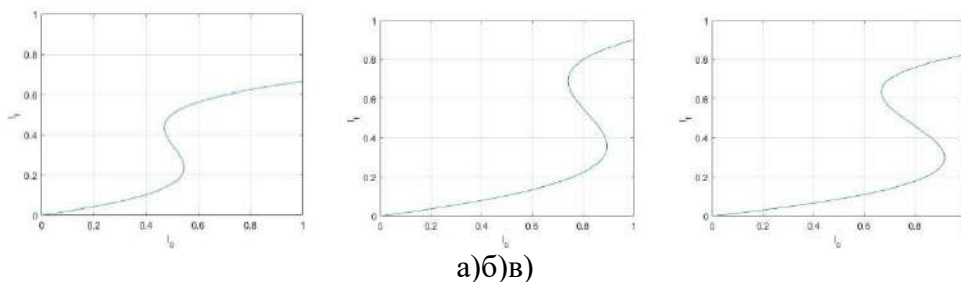


Рис. 2. Зависимости интенсивности излучения на входе в интерферометр от интенсивности на выходе при: а) $\Delta n_{nl} = 10^{-2}$, $L_n = 1.9\pi$, $R = 0.75$, б) $\Delta n_{nl} = 5 \cdot 10^{-3}$, $L_n = 1.9\pi$, $R = 0.75$, в) $\Delta n_{nl} = 10^{-3}$, $L_n = 2.95\pi$, $R = 0.86$

Характерные зависимости интенсивности излучения на входе в интерферометр от интенсивности на выходе при разных значениях R приведены на рисунке 3 а, б.

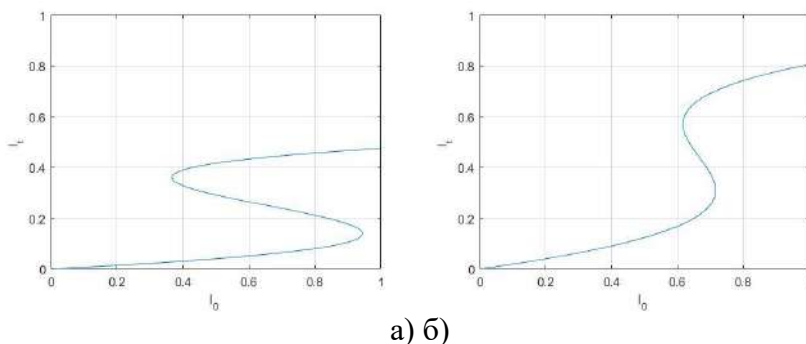


Рис. 3. Зависимости интенсивности на выходе от входной интенсивности при $\Delta n_{nl} = 5 \cdot 10^{-3}$, $L_n = 2.9\pi$ Коэффициенты отражения равны а) $R = 0.75$, б) $R = 0.85$

Было показано, что при увеличении толщины интерферометра бистабильные свойства системы ослабевают (рис. 4 а, б).

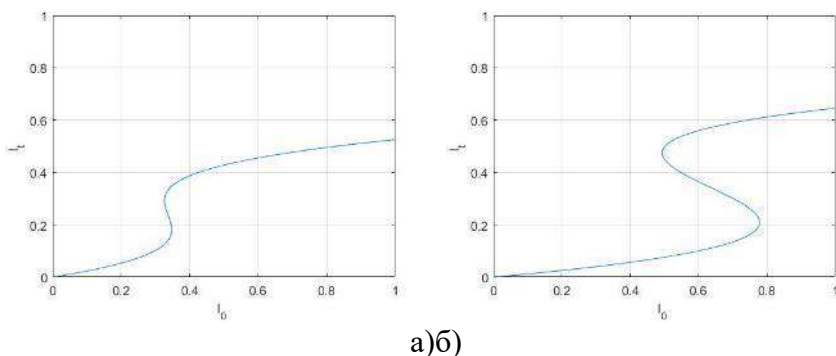


Рис. 4. Зависимости интенсивности на выходе от входной интенсивности при $\Delta n_{nl} = 5 \cdot 10^{-3}$, $R = 0.80$ Толщины диэлектрической среды равны а) $L_n = 2.9\pi$, б) $L_n = 2.93\pi$

Оценка пропускания для ТГц диапазона спектра

Были рассчитаны характерные величины толщины диэлектрической среды интерферометра и величины входной интенсивности, необходимые для получения бистабильных эффектов в терагерцовом диапазоне спектра. Для использованного диапазона нормированных толщин интерферометра и при длине волны входного излучения $\lambda = 0.5$ мм, расстояние между зеркалами интерферометра варьируется в диапазоне от 0.25 мм до 1.25 мм. Для оценки значения входной интенсивности в качестве материала среды внутри интерферометра был использован ZnSe. Для диапазона Δn_{nl} от 10^{-3} до 10^{-2} (в данном диапазоне наблюдается бистабильность

системы), входная интенсивность варьируется в интервале от $2.5 \cdot 10^7 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ до $2.5 \cdot 10^8 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$.

Заключение

Было показано, что исследуемая система проявляет бистабильные свойства при коэффициентах нелинейности Δn_{nl} порядка 10^{-3} – 10^{-2} и при коэффициенте отражения зеркал R не менее 0.6, а также при нормированных толщинах диэлектрической среды в диапазоне от π до 5π . При этом с уменьшением Δn_{nl} , возрастает величина входной интенсивности, необходимой для получения бистабильности. Также получено, что диапазон толщин, при которых исследуемая система проявляет бистабильные свойства, тем больше, чем выше значение Δn_{nl} . Установлено, что бистабильные свойства системы ослабевают при увеличении толщины среды внутри интерферометра и усиливаются при увеличении коэффициента отражения зеркал R . Также была произведена оценка параметров интерферометра для терагерцового диапазона спектра.

1. M. Shalaby, S.P. Hauri, Demonstration of a low-frequency three-dimensional terahertz bullet with extreme brightness // Nature communications, V. 6. P. 1-8, (2015).

2. Х. Гиббс, Оптическая бистабильность: управление светом с помощью света, Москва «Мир», 12-18, (1988).

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ КВАНТОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН PbSe МЕТОДОМ Z-SCAN

Пономарева Е.А., Скурлов И.Д., Путилин С.Э., Соколова А.В.,
Цыпкин А.Н., Литвин А.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе методом z-сканирования определяется размерная зависимость нелинейного показателя преломления полупроводниковых пластин PbSe в растворе CCl_4 в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне.

Исследование нелинейно-оптических свойств материалов представляет большой интерес. Для исследования таких свойств обычно используют метод Z-сканирования [1]. Данная методика основана на эффекте самофокусировки лазерного излучения в образце, обладающем нелинейными оптическими свойствами, который перемещается вблизи фокуса линзы.

В данной работе методом z-сканирования происходит измерение нелинейного показателя преломления полупроводниковых пластин PbSe в растворе CCl_4 в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. В качестве источника излучения используется лазер следующими параметрами: центральная длина волны 800 нм, частота повторения импульсов 1 Гц, длительность импульсов от 30 фс (для спектрально-ограниченного импульса) до 300 фс (для спектрального суперконтинуума), энергия в импульсе от 0.1 мкДж до 10 мкДж. Излучение фокусируется с использованием линзы с фокусным расстоянием 20 см. Регистрация прошедшего излучения происходит с помощью синхронизированных фотоприемников (Orphir). Фотография пластин представлена на рисунке а. Вид кривой z-сканирования для раствора и раствора с пластинками представлен на рисунке б.

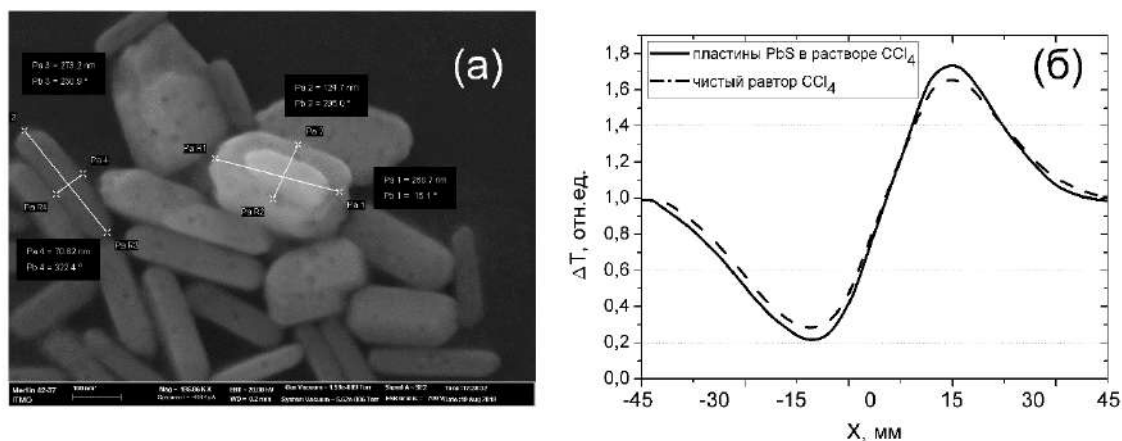


Рисунок. а – фотография полупроводниковых пластин PbSe;

б – Типичные кривые пропускания при z-сканировании для чистого растворителя — CCl_4 (штриховая линия) и для раствора пластин PbSe в нем (сплошная линия)

В результате вычисления коэффициент нелинейного показателя преломления (НПП) пластинок равен $2.28 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Это значение соизмеримо с НПП для кварца. Увеличение НПП, возможно, будет связано с изменением размера пластинок.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 18-3200027.

1. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, J. Quantum Electron., 26, №4, 760–769 (1990).

РАЗРАБОТКА ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ В ПРОСТРАНСТВЕННЫХ, ВРЕМЕННЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫЕ СРЕДЫ

Белашов А.В., Городецкий А.А., Балбекин Н.С., Петров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты математического моделирования процесса распространения фемтосекундных лазерных импульсов через рассеивающие маски. Проведен анализ изменения основных пространственных, временных и спектральных параметров при различных дистанциях распространения лазерного импульса после прохождения через разупорядоченную среду.

В последние годы все больше исследований посвящено фемтосекундной оптике и особенностям взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с различными амплитудными и фазовыми объектами [1]. Так в одной из недавних работ было показано, что при работе с широкополосными лазерными импульсами возникают явления пространственно-временной взаимосвязи или коплинга [2]. Это явление проявляется в возможности изменения временных и спектральных параметров импульса при вариации пространственных характеристик пучка или изменения его пространственного спектра. Данная работа посвящена изучению данного эффекта при прохождении лазерных импульсов через рассеивающие среды. В результате анализа численного моделирования данных процессов удалось продемонстрировать значительное искажение спектра и длительности в отдельных областях импульса. Особая актуальность изучения взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с рассеивающими средами обусловлена все более частым использованием таких лазеров в медицинской практике [3], где естественными рассеивающими средами являются практически все ткани человеческого тела. В связи с этим в последнее время именно теме разупорядоченных сред и адаптивного управления рассеянными волновыми полями посвящено много внимания [1,4,5].

В рамках данной работы было произведено моделирование распространения фемтосекундного лазерного импульса с длительностью 20 фс через рассеивающую среду толщиной 300 мкм, состоящую из 30 случайных фазовых масок с характерным размером фазовых неоднородностей 17.5 - 22.5 мкм. Затем проводилось распространения лазерного импульса на дистанцию 0.01 – 2 мм и исследовались его пространственные, спектральные и временные характеристики. Примеры пространственных распределений интегральной интенсивности при различных дистанциях распространения лазерного импульса после прохождения разупорядоченной среды представлены на рисунке 1.

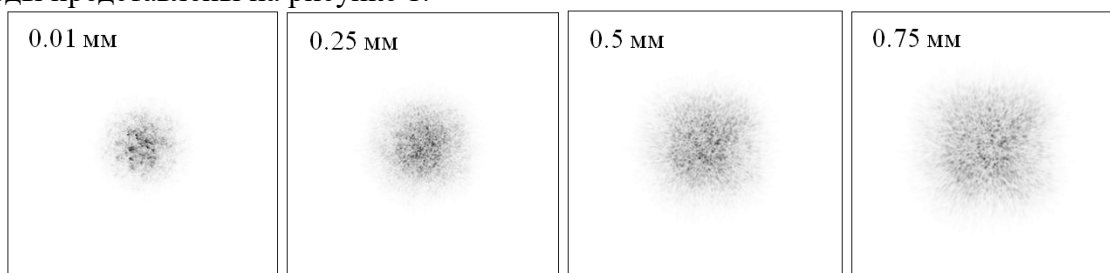


Рис. 1. Пространственные распределения интегральной интенсивности в фемтосекундных лазерных импульсах, прошедших через разупорядоченную среду, при различных дистанциях распространения

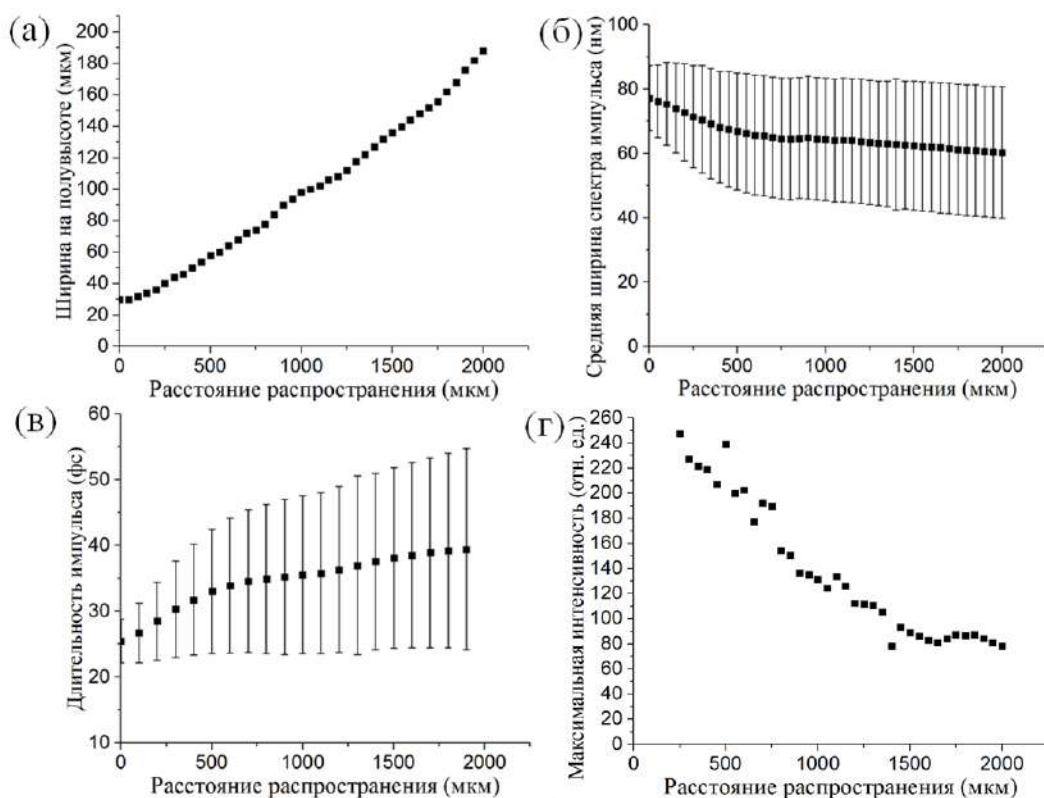


Рис. 2. Пространственные распределения интегрально интенсивности в фемтосекундных лазерных импульсах, прошедших через разупорядоченную среду, при различных дистанциях распространения

В числе анализируемых характеристик были: 1) поперечные размеры импульса (ширина на полувысоте), 2) спектральные параметры импульса (средняя ширина спектра и ее разброс в различных частях импульса), 3) средняя длительность импульса и ее разброс в различных частях импульса, 4) максимальная интенсивность импульса. В результате исследования изменения данных параметров было показано, что рассеивание фемтосекундного лазерного импульса приводит к существенному изменению этих параметров (рис. 2). В частности по мере удаления импульса от рассеивающей среды происходит увеличение размеров его пучка, уменьшение средней ширины спектра импульса и увеличение разброса данного параметра. При этом также в результате дифракции увеличивается средняя длительность импульса и возрастает вариация данного параметра. Кроме того происходит уменьшение максимальной амплитуды импульса вследствие увеличения его поперечных размеров. Таким образом, в рамках данной работы было продемонстрировано, что разупорядоченные рассеивающие среды приводят к изменению не только пространственных, но и временных, а также спектральных характеристик импульса. В будущих работах нами будет подробнее исследована структура изменений спектральных и временных характеристик импульса.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-20215.

1. O. Katz, E. Small, Y. Bromberg, and Y. Silberberg, *Nature Photon.* **5**, 372–377 (2011).
2. Akturk, Selcuk, et al., *Journal of Optics* **12**, 9 093001, (2010).
3. F. Dausinger, F. Lichtner, *Femtosecond technology for technical and medical applications.* Springer Science & Business Media, 2004.
4. J. Aulbach, B., P. Johnson, and A. Lagendijk, *Opt. Express* **20**, 29237–29251 (2012)
5. I.M. Vellekoop, *Opt. Express* **23**, 12189–12206 (2015)

КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ПЛАЗМОННОЕ УСИЛЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЕРТОНОВ В БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

Дададжанов Д.Р.^{*,**}, Карабчевская А.^{**}, Вартамян Т.А.^{*}

^{*} Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

^{**} Университет Бен-Гуриона в Негеве, г. Беер-Шева, Израиль

Very high localization of electromagnetic energy around plasmonic nanoparticles makes them attractive for applications in the label-free chemical and biological sensors. In particular, plasmon-enhanced overtone spectroscopy allows detection of molecular signatures in the near-infrared region. Contrary to the already established surface enhanced infrared absorption (SEIRA) of fundamental bands that lie in the mid-infrared region, overtone spectroscopy operates in the near-infrared region that is much more convenient due to the availability of highly sensitive detector and high-power radiation sources in this spectral range. This advantage comes at the cost of much smaller (one-two order/s of magnitude) absorption cross-sections of the overtone vibrational transitions. We are aiming to enhance weak absorption of overtone transitions of the probe molecules N-Methylaniline due to the highly localized near fields of plasmonic nanoantennas. We employed COMSOL Multiphysics 5.4 software for numerical simulations. The optimum size parameters of gold nanorods that provides for overlapping plasmon resonance bands with the overtone bands were determined. Then, the gold nanorods were surrounded by a thin shell of N-Methylaniline. Based on the numerical analysis, we demonstrated that absorption of the N-Methylaniline thin shell around a gold nanorod of optimized dimensions is enhanced multiple times as compared to the absorption of the same amount of N-Methylaniline in free space. The enhancement factors are equal to 114 for the first *N-H* vibrational overtone located at 1492 nm and 135 for the first *C-H* vibration overtone located at 1674 nm. Based on numerical calculations, we showed that molecular overtone transition can be amplified by a gold nanorod with a certain size. Hence, effect of local field enhancement of nanoparticle can result in considerable sensitivity improvements of overtone spectroscopy in the near-infrared region.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ВАКУУМА И НАКАЧКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНЫХ СОЛИТОНОВ

Федоров С.В.***, Веретеннов Н.А.**, Нестеров Л.А.**,
Розанов Н.Н.***, Голубева Т. Ю.***, Голубев Ю.М.***

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе,
Санкт Петербург, Россия

***Санкт Петербургский Государственный университет,
Санкт Петербург, Россия

Анализируются влияние квантовых флуктуаций на форму и устойчивость лазерных солитонов. Показано, что квантовые флуктуации и шумы накачки ограниченного масштаба не приводят к нарушению устойчивости локализованного пучка, для параметров в области устойчивости солитонного классического решения.

Квантовые шумы в лазере с насыщающимся поглощением начали изучаться еще в работах [1,2]. Наиболее исследованными системами являются оптический параметрический генератор и интерферометр с керровской средой. Так, в работах [3] обсуждается полное сжатие для генерируемых пространственных солитонов, а авторы [4] указывают на возможность наблюдения локальных квантовых корреляций в пространственных солитонах. В работе [5] исследовано влияние квантовых флуктуаций на положение центра пространственного солитона. Последовательная теория квантовых флуктуаций пространственных диссипативных оптических солитонов в таком интерферометре развита в [6].

Рассматривается влияние регулярных и нерегулярных шумов накачки на устойчивость диссипативного солитона в рамках решения стохастического уравнения для поля излучения многомодового лазера с насыщающимся поглощением в режиме синхронизации двух сред и в адиабатическом приближении быстрой релаксации носителей. Применяется подход к описанию квантовых шумов в бистабильном многомодовом лазере, разработанный в [7] для одномодовой генерации. Для вывода используется представление Глаубера, которое позволяет свести уравнения к с-числовому виду, и ввести релаксационные члены и соответствующие ланжевеновские источники. В адиабатическом приближении для последующего численного моделирования используется стохастическое уравнение для комплексной огибающей поля $E(t, \mathbf{r})$ с дельта коррелированными источниками шума в накачке активной и пассивной среды, Φ :

$$\partial_t E(t, \mathbf{r}) + (i + d) \nabla_{\perp}^2 E(t, \mathbf{r}) = E_{in} + f(I)E + \Phi(\bar{I}), \quad (1)$$

где дисперсия шума накачки, $D_s(\bar{I})$, $\langle |\Phi|^2 \rangle = D_s^2(\bar{I})$, зависит от усредненного по шумам значения интенсивности, \bar{I} , по разному для разных типов шумов. Тип накачки задается параметром $0 \leq s \leq 1$, для регулярной накачки $s = 1$. Комплексное стохастическое уравнение для поля сводится к двум вещественным стохастическим уравнениям, для интенсивности и фазы, $\varphi(t, \mathbf{r})$, например, с учетом поддерживающего излучения, позволяющего дополнительно синхронизовать фазу мод:

$$\dot{\varphi} + (I'' - I'^2 / 2I - 2I\varphi'^2) / 2I = -(|E_{in}| / |E|) \sin(\varphi - \varphi_{in}) + \Phi_{\varphi}, \langle |\Phi_{\varphi}|^2 \rangle \sim 1 / \bar{I} \quad (2)$$

Численное моделирование устойчивости солитонных решений относительно вакуумных шумов и поля накачки проводилось посредством решения уравнений двух связанных уравнений для интенсивности и фазы локализованной нелинейной моды

излучения. Стохастические уравнения для вещественных распределений, задают вероятностный процесс Ито, который управляется внешним Винеровским процессом (белый или дельта коррелированный шум) для флуктуаций накачки. Квантовые флуктуации фазы в лазерах могут усиливаться, и превращаться во флуктуации интенсивности. Тем не менее, произведенные расчеты подтверждают устойчивость диссипативных солитонов при увеличении флуктуаций как фазы, так и интенсивности в нелинейном режиме. Осцилляции фазы на периферии солитона вырастают почти сразу (происходит декогеренция хвостов, что может препятствовать образованию слабосвязанных солитонов), а осцилляции интенсивности в центре солитона нарастают по мере развития амплитудно-фазовой конверсии после появления осциллирующего волнового фронта. Осцилляции фазы в центре солитона малы в начале, но очень медленно нарастают постепенно стабилизируясь, происходит заморозка первоначально возникших произвольных квантовых флуктуаций фазы, которые отражаются и в замороженных флуктуациях интенсивности в центре солитона. Ширина солитона не меняется, но на форму солитона флуктуации оказывают существенное влияние, что может быть связано и с конечностью набора реализаций стохастических значений, по которым происходит усреднение. В пределе, при бесконечном числе реализаций, усредненный профиль солитона не должен существенно отличаться от классического решения.

На рисунке представлены профиль интенсивности и фазы для стохастического и усредненного распределения наряду с распределением дисперсии флуктуаций интенсивности и фазы вдоль профиля. Видно, что достаточно маленькая дисперсия интенсивности и фазы в центре солитона не соответствует разбросу усредненных характеристик (последний гораздо больше), что подтверждает связь увеличения флуктуаций поля в центре солитона с их медленным развитием в результате механизма амплитудно-фазовой конверсии.

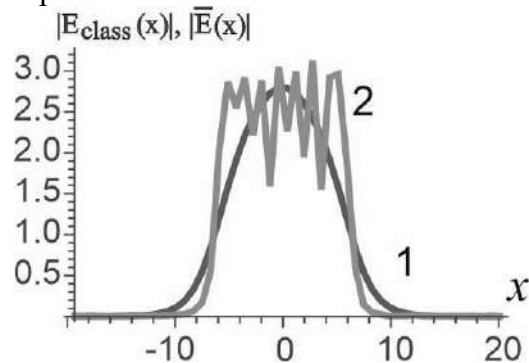


Рисунок. Профиль амплитуды начального (классического) распределения (кривая 1) и усредненного по 100 реализациям стохастических флуктуаций интенсивности и с учетом амплитудно-фазовой конверсии фазовых флуктуаций (кривая 2)

1. L.A. Lugiato, P. Mandel, S.T. Dembinski, A. Kossakowski, *Phys. Rev. A*, **18**, 238 (1978).
2. R.Roy. *Phys. Rev. A*, **20**, 2093, (1979).
3. E. Lantz, N. Treps, C. Fabre. Quantum Imaging ed. M Kolobov (New York: Springer, 2007).
4. C. Fabre, J.B. Fouet, A. Maitre *Opt. Lett.*, **25**, 76 (2000)
5. E.M. Nagasako, R.W. Boyd, G.S. Agarwal, *Opt. Express*, **3**, 171 (1998).
6. L.A. Nesterov, N.A. Veretenov, N.N. Rosanov, *Opt. Spectrosc.*, **118**, 794 (2015)
7. Yu. M. Golubev, T. Yu. Golubeva, E.A. Vashukevich, S.V. Fedorov, N.N. Rosanov, *Laser Phys. Lett.*, **16**, 025201 (2019)

ОПТОВОЛОКОННЫЙ СЕНСОР СИЛЫ ТОКА НА ОСНОВЕ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАММА- БРИЛЮЭНА, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ДЕФОРМАЦИИ

Янукович Т.П., Поляков А.В.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Рассмотрен оптоволоконный сенсор силы тока, позволяющий измерять значение силы тока в области от 0,2 до 25 кА, определять участок, где измерение проводится. Приведена математическая модель работы сенсора. Проведена оценка влияния температуры и способа размещения оптического волокна.

Одним из направлений развития современной техники является эффективное энергопотребление. В связи с этим большой интерес вызывают методы и приборы для измерения основных параметров электрических генерирующих, транспортирующих и потребляющих устройств. Особый интерес вызывает измерение основных параметров различных систем с развитием систем автоматизации и контроля. Одним из таких параметров является протекающий через устройства электрический ток. Недостатком используемых сейчас систем измерения силы тока являются характеристики первичных преобразователей – высоковольтных трансформаторов тока. Они требуют регулярного обслуживания, их погрешность зависит от режима нагрузки, дополнительная погрешность накапливается, они пригодны только для измерения переменных токов. Для анализа данных первичного преобразователя используются электросчетчики. Их показания зависят от качества электроэнергии. В качестве первичного преобразователя можно использовать датчик Холла. Он имеет большую точность и может измерять постоянный ток. Но его недостатком, так же, как и у трансформаторов, является наличие эффекта насыщения, сильно ограничивающих диапазон измеряемых токов.

Большое значение имеет независимость измерительного устройства от измеряемой величины, так называемая развязка. Оптические датчики обладают рядом преимуществ. Они независимы от внешних полей, имеют малые габариты и достаточно просты в монтаже. Волоконнооптические системы являются оптимальным решением большинства задач, возникающих при измерении силы тока. Они обеспечивают точные измерения в большом диапазоне токов, позволяют обрабатывать сигнал в режиме реального времени, обеспечивают достоверность и повторяемость. Такие системы позволяют обеспечить развязку по электропитанию с измеряемыми системами. В настоящее время используются датчики на основе эффекта Фарадея, однако они требуют использование специфического оптического волокна, не позволяют одновременное измерение в различных точках [1, 2]. Кроме этого, существуют датчики на основе магнитострикции и деформации. Но они могут работать только в одной точке и создать на основе этих эффектов датчик, работающий распределенно, не представляется возможным.

В настоящее время активно изучается и применяется новый класс волоконно-оптических датчиков, использующих вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). При создании таких сенсоров используется свойство изменения характеристической частоты вынужденного рассеяния при изменении температуры и деформации волокна. Кроме этого, такие сенсоры позволяют измерять не только воздействие величины, но и ее местоположение. Первый класс сенсоров, созданных на этой базе использовал анализ бриллюэновского оптического временного домена. Для повышения чувствительности и сокращения времени измерений был предложен новый метод анализа бриллюэновского оптического частотного домена (АБОЧД) [3,4]. Увеличение соотношения сигнал-шум достигается использованием обратного Фурье

преобразования. Применение этого преобразования уменьшает погрешность, связанную со спонтанным излучением Манделъштамма-Бриллюэна [4].

Трехволновая модель ВРМБ в оптическом волокне, позволяющее построить модель сенсора, рассмотрена в работе [5].

Ранее, в работе [6] был представлен датчик на основе анализа бриллюэновского оптического частотного домена, позволяющий измерять силу тока, используя температурную зависимость характеристической частоты бриллюэновского взаимодействия. Однако к его недостаткам следует отнести квадратичную зависимость силы тока от результирующего сигнала, что повышает погрешность, а также низкую чувствительность датчика.

Схема установки для измерения методом АБОЧД представлена на рис. 1.

В качестве чувствительного элемента используется одномодовое оптическое волокно покрытое проводящей оболочкой длиной L , закрепленное с двух концов вдоль токовой шины. При пропускании тока i по проводящей оболочке между шиной и оболочкой волокна возникает сила Ампера, она вызывает деформацию оптического волокна. С левого конца волокна вводится непрерывное излучение узкополосного лазера накачки с частотой f_p и мощностью $P_p(0)$. С правого конца волокна подается излучение узкополосного пробного лазера мощностью $P_s(L)$, частота которого f_s сдвинута в низкочастотную область с помощью электро-оптического модулятора по сравнению с частотой лазера накачки на величину характеристической частоты ВМБР f_B волокна [5]. Значение данной характеристической частоты зависит от деформации волокна. В результате ВРМБ излучения пробного лазера в волокне возникает волна Стокса, которая распространяется противоположно распространению излучения пробного лазера.

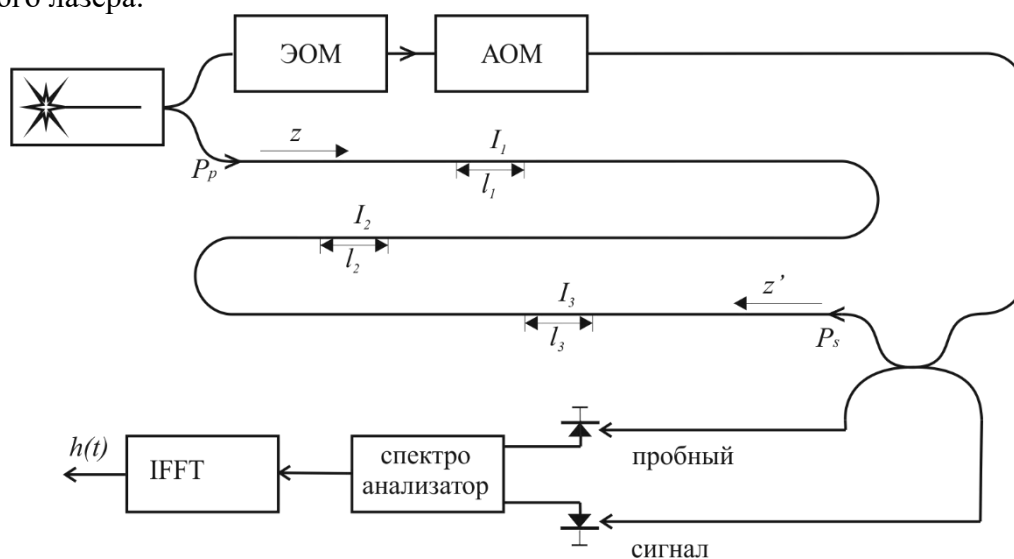


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной установки методом АБОЧД

Акустооптический модулятор (АОМ) модулирует излучение пробного лазера по гармоническому закону в пределах от 10 Гц до 80 МГц. Установленная разность частот $\Delta f = f_p - f_s$ между двумя лазерами является зависимой от деформации характеристической частотой вынужденного рассеяния Манделъштамма-Бриллюэна на определенном отрезке волокна.

Мощность модулированного излучения пробного лазера и лазера накачки детектируется фотодиодами (ФД). После математической обработки получаем комплексную передаточную функцию $s(z, \Delta f)$.

Для проведения моделирования использовалось одномодовое оптическое волокно диаметром 125 мкм с оболочкой из алюминия, по которой проходит ток $i = 1$ А. Волокно расположено на расстоянии 1 см от токовой шины. В модели рассмотрены три

участка волокна, длиной 0,2 м, 0,1 м, 0,3 м. Зависимость характеристической частоты ВРМБ от относительной деформации:

(1)

где ε – относительная деформация участка оптического волокна; $\frac{\partial f_B}{\partial \varepsilon} = 500$ кГц–деформационный коэффициент характеристической частоты вынужденного рассеяния Манделъштамма-Бриллюэна.

Результаты моделирования представлены на рисунке 2. Зависимость 2а позволяет обнаружить расположение участков и их длину. Согласно зависимости 2б определяется, какой частоте соответствует минимум передаточной функции на различных участках и тем самым можно определить деформацию. Сила тока будет определяться по формуле:

(2)

где I – сила тока в шине, А; ε – относительная деформация; c – коэффициент пропорциональности, зависящий от размера волокна, его модуля Юнга, а так же расстояния между волокном и шиной. В данной модели А.

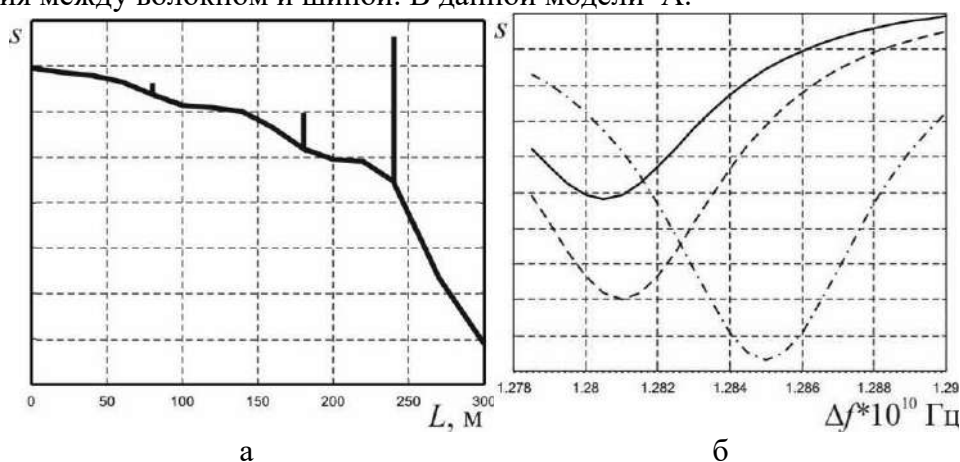


Рис. 2. Зависимость функции отклика S от длины оптического волокна L (а) и от разности частот лазеров Δf (б)

Построенная модель позволяет продемонстрировать работу сенсора, оценить его пространственное разрешение. Позволяет провести подбор параметров реальных оптических систем с целью увеличения разрешения. Датчик может быть использован для измерения больших токов с точностью не менее 0,2 кА.

1. М.Г. Григорьев, Г.В. Вавилова, Инновации в науке: сб. ст. по матер. XX междунар. науч.-практ. конф., 170-174, (2013).
2. И.Г. Дейнека, О.А. Шрамко, С.А. Тараканов, Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. 49, 84-89 (2008).
3. T. Horigochi, M.J. Tateda, Lightwave Technology, 7, № 8, 1170–1176, (1989)
4. T. Godolla, K. Krebber, Proc. SPIE, 3105, 168–179. (1997)
5. Т.П. Янукович, Оптический журнал, 69, № 7, 49–54, (2002).
6. Т.П. Янукович, А.В. Поляков, Сборник материалов VI Международной научно-практической конференции «Фундаментальные научные исследования: теоретические и практические аспекты», 2, 300-333, (2018).

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ГРАФИТИЗАЦИЯ - ИНДИКАТОР ИДЕНТИФИКАЦИИ СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗОВ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Лебедев В.Ф.***, Павлов К.В.*, Колядин А.В.***

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

***ООО «Нью Даймонд Технолоджи», г. Сестрорецк, Россия

Обнаружена возможность идентификации алмазов в условиях лазерно-индуцированной графитизации поверхности. Регистрируемые различия в спектрах плазмы, необходимые для распознавания алмазов, являются следствием: многосекторальной структуры алмазов, различий в условиях роста.

Современные технологии, использующие метод НРНТ, позволяют выращивать крупные монокристаллические алмазы, в том числе дополнительно легированные, например, бором, как для ювелирной промышленности, так и для научных и технологических применений [1, 2]. Синтетические алмазы могут содержать в своей структуре различного рода примеси и примесные центры, влияющие на изменение их физических и оптических свойств.

Преимущества лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии (ЛИЭС) определяются возможностью одновременного многоэлементного химического анализа вещества с чувствительностью на уровне единиц ppm. В настоящее время по анализу природных и синтетических алмазов, с точки зрения успешной идентификации методом ЛИЭС их места добычи или лаборатории роста, опубликованы только тезисы доклада на конференции [3]. Рассматривались молекулярные полосы излучения C₂, CN, к которым применялся многомерный дисперсионный анализ, а не анализ интенсивностей полос излучения элементов.

Ранее было обнаружено существенное влияние лазерно-индуцированной графитизации поверхности алмазов в процессе их исследования методом ЛИЭС на чувствительность метода и подтверждена применимость метода к выявлению изменений структурных связей атомов углерода в образцах, которые происходили вследствие изменения их гибридизации [4].

В настоящей работе приведены данные по анализу интенсивностей молекулярных и атомарных полос (N, H, O) в спектрах плазмы исследуемых синтетических алмазов в условиях лазерно-индуцированной графитизации поверхности, которые могут быть использованы для их идентификации.

Исследовались выращенные методом НРНТ крупные многосекторальные пластины синтетических монокристаллических алмазов компании Нью Даймонд Технолоджи с приблизительными размерами 5x5x1 мм³(рис.1). В схеме измерений методом ЛИЭС абляция поверхности исследуемых образцов осуществлялась сфокусированным импульсным излучением Nd³⁺:YAG лазера на длине волны 1064 нм с плотностью энергии около 1 кДж/см². Запуск лазера, синхронизация его работы со спектрометром, и обработка спектров плазмы осуществлялись с помощью собственного программного обеспечения [5], а спектры плазмы регистрировались спектрометром с волоконным выходом AvaSpec-ULS2048L (Avantes). Место взаимодействия лазерного излучения с поверхностью образцов обдувалось низкоскоростной струей нейтрального газа, аргона, что предотвращало химическое взаимодействие лазерного факела с окружающим воздухом [6]. Спектры комбинационного рассеяния (КР) образцов до и после лазерного воздействия измерялись с помощью конфокального рамановского микроскопа inVia (Renishaw).

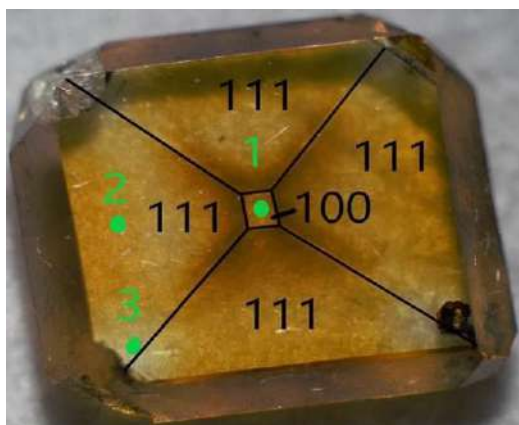


Рис. 1. Фотография секторальной пластины азотсодержащего алмаза. Точки 1-3 области лазерного воздействия

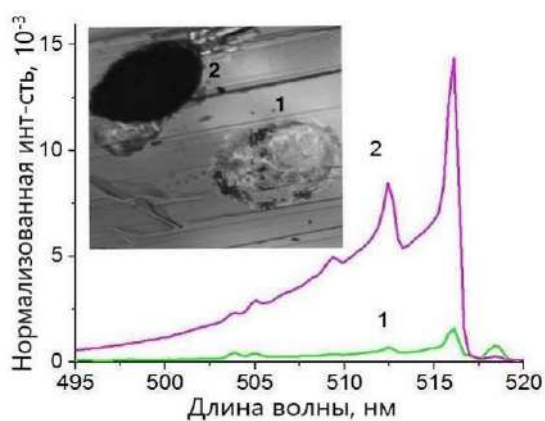


Рис. 2. Пятна лазерного воздействия и соответствующие им интенсивности излучения молекулярной полосы C_2 после пяти (1) и 25-ти (2) лазерных импульсов. Сектор (111), точка 2

Структурные изменения поверхности пластины алмаза в пятне лазерного воздействия отчетливо проявляются в изменении КР- спектров. Например, в КР-спектре поверхности в секторе с кристаллографической ориентацией (100), после небольшого количества лазерных импульсов (от 1 до 5-ти): возникает G-полоса (1600 см^{-1}), характерная для sp^2 -гибридизации атомов углерода (C=C связи), и происходит трансформация спектра D-полосы (1332 см^{-1}), когда на фоне узкой возникает широкая полоса.

Процесс графитизации поверхности алмаза, который должен сопровождаться резким увеличением числа двойных связей C=C, выражается в изменении спектра лазерной плазмы в результате резкого, уже после пяти лазерных импульсов, роста интенсивности излучения молекулярной полосы C_2 (рис. 2, 3, на всех рисунках спектры плазмы приведены в нормализованном виде[5]). Из зависимостей для интенсивности полосы C_2 , приведенных на рис. 3, хорошо видно наличие двух стационарных режимов абляции алмазной пластины для двух областей с кристаллографическими ориентациями (100) и (111). Интенсивность полосы C_2 существенно выше для области образца с кристаллографической ориентацией (111), что можно объяснить большей разупорядоченностью углеродных связей в структуре алмаза. Причем подобное различие в интенсивностях полосы C_2 характерно и для 1-го стационарного режима абляции (рис. 3, вставка). Одновременно с ростом интенсивности полосы C_2 наблюдался, но менее существенный, рост интенсивности излучения молекулярной полосы CN [4].

С уменьшением энергии лазерного импульса примерно в 1.6 раза, с 234 до 150 мДж (рис. 3, зависимости 2 и 1, соответственно), стационарный режим абляции графитизированной поверхности наступал не после 8-го, а после 15-го импульса. Причем, при воздействии на образец лазерными импульсами с энергией 150 мДж интенсивности полосы C_2 оказываются выше для обоих стационарных режимов абляции.

Кроме этого, наблюдалось существенное различие в росте интенсивности полосы C_2 и в разных частях сектора (111). Максимум роста приходился на угловую часть пластины (точка 3, рис.1). Оказалось, что интенсивности полосы C_2 , а также интенсивности полос, принадлежащих атомарным H ($\lambda = 656 \text{ нм}$) и O ($\lambda = 777 \text{ нм}$) в точке 3 приблизительно в 1.5 раза выше, чем в точке 2. Для примесей водорода H и кислорода O (азотсодержащие алмазы) наблюдались различные зависимости их интенсивностей от номера лазерного импульса (рис. 4, зависимость 1), причем интенсивность полос, как и ожидалось, для сектора (111) оказалась существенно выше, чем для сектора (100). Не вполне ясны причины резкого падения интенсивностей этих

полос на стадии графитизации. Возможно, что это падение отражает наличие в структуре достаточно большого количества слабосвязанных примесей О и Н.

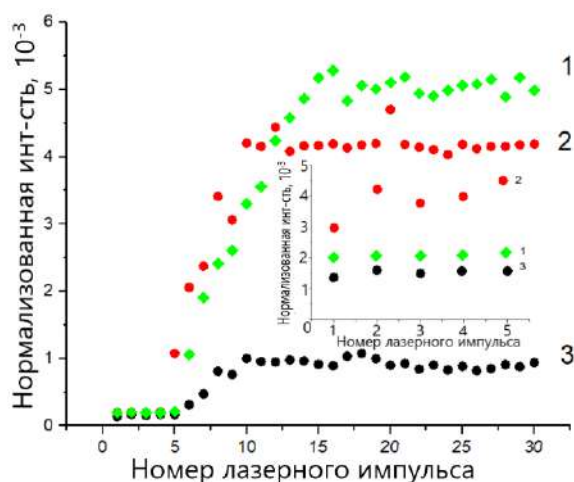


Рис. 3. Зависимости интенсивности полосы C_2 от номера лазерного импульса: 1, 2 - точка 2, сектор (111); 3 - (100). Энергии в лазерном импульсе, соответственно 150 (1) и 234 мДж (2, 3)

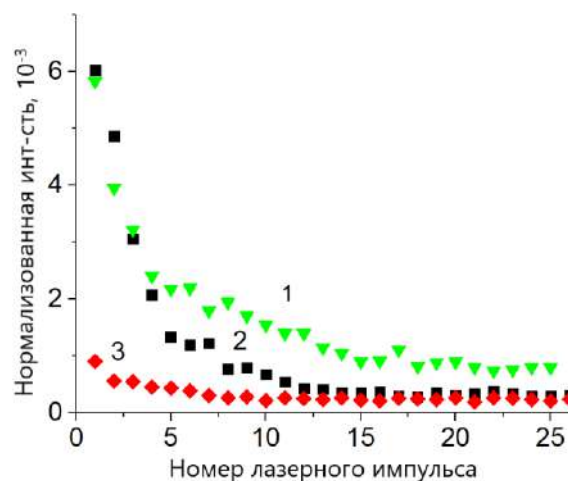


Рис. 4. Зависимости интенсивности полосы водорода Н от номера лазерного импульса для образцов алмаза: 1 – азотосодержащий (111) (рис. 1); 2 – легированный бором (110) [2]; 3 – бесцветный (111); Энергия лазерного импульса 150 мДж

Различия в поведении зависимостей интенсивности полос Н (Рис.4), О от номера лазерного импульса наблюдались и для образцов алмазов с различным уровнем легирования, в том числе и различными элементами (N, В).

Анализ спектров плазмы алмаза как для стационарных режимов абляции, так и для переходных состояний поверхности, оказался эффективным индикатором изменения структурных связей атомов углерода и уровня легирования другими примесями как в пределах одной многосекторальной пластины, так и для пластин с разным уровнем легирования.

Таким образом сравнительный анализ в условиях лазерно-индуцированной графитизации начального и конечного уровней интенсивностей полос C_2 , CN, Н, О, N, а также вид зависимостей их интенсивностей от номера лазерного выстрела указывают на различие исследуемых образцов и могут быть использованы при их идентификации.

1. F.S. Urika, D. Haenens-Johansson, A. Katrusha, K. Soe Moe, P. Johnson, W. Wang, *Gems & Gemology*, **3**, №3, 260-279, (2015).
2. I.V. Klepikov, A.V. Koliadin, E.A. Vasilev, *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, **286**, 012035, (2017).
3. С.Е. McManus, J. Dowe, N.J. McMillan, *Microsc. Microanal.*, **23**, 2282-2283, (2017).
4. В.Ф. Лебедев, К.В. Павлов, А.В. Колядин, *Квантовая электроника*, **48**, № 12. 1171-1173, (2018).
5. V.F. Lebedev, P.S. Makarchuk, D.N. Stepanov, *Spectr. Acta Part B*, **137**, 23-27, (2017).
6. V.F. Lebedev, M.K. Rabchinskii, M.S. Kozlyakov, D. N.Stepanov, A.V. Shvidchenko, N.V. Nikonorov, A.Y. Vul', *J. Anal. At. Spectrom.*, **33**, 240-250, (2018).

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОПЕРЕЧНЫЕ РАЗМЕРЫ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ В МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ

Ржанов А.Г.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

Рассматривается влияние длины когерентности излучения планарного лазерного диода с широким контактом на поперечные размеры канала генерации (филамента) в лазерном резонаторе. Обсуждается связь между когерентностью излучения в канале и нелинейными оптическими свойствами активной среды лазера.

Современные мощные лазерные диоды (ЛД) с широким контактом актуальны во многих областях науки и промышленности. С появлением квантово-размерных полупроводниковых структур, в которых спектральная линия оптического усиления на два порядка уже, чем в объёмных полупроводниках [1], произошёл скачок в увеличении максимальной мощности ЛД. Мощность излучения ЛД с одного кристалла достигает в лабораторных условиях 20-22 Вт в непрерывном режиме при комнатной температуре. Существуют промышленные образцы со сроком наработки до 5 000 часов, но при этом их штатная мощность существенно меньше 20 Вт.

В 80-х годах прошлого века появились работы по моделированию динамики излучения ЛД [2, 3], которые послужили основой для современных моделей. Новые приборы с квантовыми ямами (КЯ) и широкой активной областью (до 200 мкм), выпускаемые в настоящее время, требуют принципиально новых подходов к моделированию и физическому описанию их работы.

Моделирование подразумевает соблюдение ограничений, накладываемых как объектом исследования, так и возможностями метода расчёта. В результате возникает противоречие, требующее компромиссного решения. Объект становится более сложным, а переход к расчёту на суперкомпьютерах перестаёт иметь смысл, так как в нём слишком много неточно заданных параметров, что критично для моделирования сред с усилением. Нужны новые решения. С одной стороны, моделирование позволяет избежать больших затрат при проектировании и производстве новых конструкций ЛД, а с другой, оно даёт возможность разработки методов быстрой диагностики приборов с целью их скорейшей замены на ответственных участках работы.

Базовая модель, описывающая самосогласованное взаимодействие лазерного излучения и неравновесных носителей в многослойной полупроводниковой структуре, приведена, например, в работах [4, 5]. В основе всех моделей ЛД лежат кинетические (скоростные) уравнения, которые описывают баланс неравновесных носителей и фотонов в активной области лазера. В распределённых моделях ЛД учитывается неоднородное по пространству (в частности, по латеральной координате y) взаимодействие между лазерным излучением и неравновесными носителями. От концентрации неравновесных носителей N зависит эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(N(y))$ [4]. Основу базовой модели ЛД составляет система уравнений в частных производных для концентраций носителей N и фотонов S , образующая кинетическую часть модели. Оптическую часть модели представляет собой волновое уравнение, преобразованное в уравнение Гельмгольца с учётом зависимости амплитуды поля от времени и аксиальной координаты z , в виде $E(\vec{r}, t) = \psi(y) \cdot \exp(i(\omega t - \beta z))$.

$$\frac{d^2\psi_j(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega_j^2}{c^2} \varepsilon(y) - \beta^2 \right) \psi_j(y) = 0, \quad (1)$$

где ω_j - частота оптического излучения j -ой поперечной моды, β - продольная постоянная распространения, $\psi_j(y)$ - собственные функции (СФ), c - скорость света в вакууме.

Зависимость от поперечной (трансверсальной) координаты x учитывается путём применения метода эффективного показателя преломления [6].

Собственными значениями (СЗ) уравнения (1) в случае лазерной задачи являются комплексные частоты мод ω_j .

Продольная постоянная распространения β выбирается для одной продольной моды с номером M . Она определяется также длиной резонатора L , коэффициентами отражения зеркал R_1 и R_2 и диссипацией в лазерном резонаторе [4].

Некоторые возможные подходы к решению самосогласованной модели ЛД изложены в работах [4, 5]. Такую схему можно считать базовой конфигурацией распределённой динамической модели ЛД, используя которую, можно решать различные задачи, адаптируя её к конкретным лазерным структурам. Базовая модель предполагает принятие квазистационарного некогерентного приближения при записи волнового уравнения (1). В некогерентном приближении мы полагаем, что фаза оптических колебаний прямой и обратной волн в активном резонаторе ЛД успевают сбиться в течение нескольких проходов излучения по резонатору. Это позволяет нам воспользоваться уравнением (1) для вычисления формы поперечного профиля поля излучения и ввести диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(N(y))$ в комплексном виде.

Переход от объёмного материала активного слоя к квантоворазмерному толщиной 10-12 нм с выделением оптического волновода в отдельную структуру [7, 8] влечёт за собой изменения в расчёте эффективной диэлектрической проницаемости, коэффициентов оптического ограничения и модового усиления.

Важным обстоятельством, которое вызывает необходимость модернизации базовой модели, оказался переход к ЛД с широким контактом, у которых ширина активной области составляет более 50 мкм [8]. Максимальная мощность излучения таких приборов может составлять более 20 Вт. Как отмечено в [9], "к мощным полупроводниковым лазерам можно отнести лазерные диоды, предназначенные для работы в непрерывном или квази-непрерывном режимах с выходной мощностью несколько десятков мВт с 1 мкм ширины полоска". Таким образом, ЛД с шириной активной области 100 мкм и мощностью излучения более 1 Вт можно называть мощным.

Базовая модель ЛД в некогерентном приближении хорошо работает в структурах с узким контактом (менее 50 мкм), но перестаёт работать в ЛД с широким контактом. Как показывает эксперимент, в мощных ЛД с широким контактом излучение распадается на нефазированные каналы генерации [10]. Причины распада излучения на каналы состоят в следующем. Для того чтобы часть оптического излучения, находящаяся пространственно на краю активной области, могла быть связана по фазе с излучением на противоположном краю этой области, волновому фронту необходимо, не теряя когерентности, сделать несколько пробегов от зеркала к зеркалу. Другими словами, ширина канала ограничена поперечной длиной когерентности.

Но это всего лишь один из механизмов. Разделение излучения на каналы генерации можно объяснить совместным действием основных факторов: во-первых, это - превышение порога генерации по всей ширине контакта (100-200 мкм); во-вторых, это - превышение порога в пределах линии усиления КЯ (около 10 мЭВ). В-третьих, это фактор когерентности излучения в пределах одной латеральной моды (при длине

когерентности излучения ЛД около 5 см [11, 12]). И, в-четвёртых, это - пространственная самофокусировка, вызванная нелинейной рефракцией. Сочетание этих факторов определяет необходимость пересмотра базовой модели для ЛДШК.

Разберём эти факторы и сделаем оценки для возможной ширины канала генерации в ЛДШК.

Превышение порога генерации ЛД означает, что усреднённое по времени поле излучения должно присутствовать на всей ширине активной области W . Изменения по интенсивности излучения в этом направлении могут быть заметны только в пределах длины диффузии неравновесных носителей (5-20 мкм). Таким образом, обосновывается само появление пространственных каналов, разделённых в пространстве.

Превышение порога подразумевает также плотное заполнение спектральной линии усиления ЛД. Это объясняет разделение каналов по спектру (отсутствие вырождения по частоте), что наблюдается в эксперименте [10, 13].

Учёт конечной длины когерентности при использовании теории дифракции для случая планарного волновода даёт следующую оценку ширины канала генерации ЛД на

фундаментальной поперечной моде W_0 :

$$W_0 \approx \frac{1}{n_{эфф0}} \sqrt{\frac{\lambda L_{ког}}{2\pi}}, \quad (2)$$

где λ и $L_{ког}$ - длина волны и длина когерентности излучения в вакууме, $n_{эфф0}$ - эффективный показатель преломления фундаментальной моды. Это приближение качественно согласуется с результатами работы [10], однако даёт несколько заниженное значение ширины канала. Формула (2) даёт наиболее близкий к экспериментальным данным [4, 11] результат, и есть все основания утверждать, что это соотношение верное, так как длина когерентности излучения ЛД не известна с достаточной точностью. Этот факт требует отдельного рассмотрения и экспериментов.

Число каналов генерации, исходя из соотношения (2), можно оценить следующим образом:

$$N_{кан} \approx n_{эфф0} W \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L_{ког}}}, \quad (3)$$

где W - ширина активной области ЛД.

$$L_{ког} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{nW}{N_{кан}} \right)^2. \quad (4)$$

Измерения длины когерентности $L_{ког}$ многомодовых лазеров с использованием интерферометра Майкельсона показывают, что для ЛД она составляет примерно 5-7 см [11, 12]. При ширине полоска $W=100$ мкм, эффективном показателе преломления $n=3.6$, длине волны излучения в вакууме $\lambda = 0.96$ мкм формула (3) даёт величину 3.4-4.4 канала. Таким образом, следует ожидать появления в ЛД с указанными выше параметрами трёх-четырёх каналов генерации, что и наблюдалось в работах [10, 13].

Так как каналы генерации независимы по фазе, то для расчёта полей и спектров ЛД с широким контактом необходимо использовать модели, в которых учитывается число каналов генерации - это гибридная гибридная модель [13]. В рамках такой модели число каналов генерации задаётся заранее и может корректироваться в процессе симуляции.

Итак, в работе показано, что при моделировании мощных ЛД с широким контактом необходим учёт длины когерентности излучения моделируемого прибора

для того, чтобы появилась возможность симуляции явления распада излучения на нефазированные каналы генерации.

1. Ж.И. Алферов, *ФТП*, **32**, №1, 3-18, (1998).
2. J. Vuus, *IEEE J., Quant. Electron.*, **18**, №7, 1083-1089, (1982).
3. J. Vuus, *IEEE J., Quant. Electron.*, **19**, №6, 953-960, (1983).
4. А.Г. Ржанов, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **82**, №1, 6-11, (2018).
5. А.Г. Ржанов, В.И. Гвердцители, А.М.Арбаш, *Вестн. РУДН. Сер. мат., инф., физ.*, **3**, 72-73, (2009).
6. "Волноводная оптоэлектроника", *п/ред. Т. Тамира, М.: Мир*, (1991).
7. А.В. Мурашова, Д.А. Винокуров, Н.А.Пихтин и др., *ФТП*, **42**, №7, 882-887, (2008).
8. И.С. Тарасов, *Квантовая электроника*, **40**, №8, 661-681, (2010).
9. А.Е. Жуков, "Основы физики и технология полупроводниковых лазеров". СПб.: Изд-во Академ. ун-та, 291, (2016).
10. О.И. Koval, А.Г. Rzhanov, G.A. Solovyev, *Physics of Wave Phenomena*, **21**, №4. 287-290, (2013)
11. А.В. Лукин, *Оптический журнал*, **79**, №3, 91-96, (2012).
12. С.П. Воробьев, <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top> (эл.жур.), (2018)
13. В.В. Близнюк, О.И. Коваль, А.Г. Ржанов и др., *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2015. **79**. №12. 1666-1671, (2015).

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В РАСТВОРЕ ПЕРЕКИСИ ВОДОРОДА И В ВОДЕ И ИХ НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ

Крайский А.В., Мельник Н.Н.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Приведены результаты исследования с помощью низкочастотных спектров комбинационного рассеяния воды и слабых водных растворов перекиси водорода параметров обоих межмолекулярных колебаний воды. Показано, что наблюдаемые спектры неоднородно уширены. Получены однородные ширины колебаний, степени неоднородности, собственные частоты.

Межмолекулярные взаимодействия молекул воды в воде и в водных растворах расположены в области низких частотах (НЧ) до 350 см^{-1} и хорошо доступны в спектрах комбинационного рассеяния (КР) света, которые получают в видимом свете где вода прозрачна и весь спектр записывается на одной установке. Ввиду важной роли воды необходимость исследования НЧ спектров достаточно ясна (см [1-2] и в приведенной там литературе). НЧ спектры воды широко известны (например, [3-5]). При анализе спектра достаточно распространена методика работы с т.н. редуцированными спектрами [6-11], подробнее об этом - в [12].

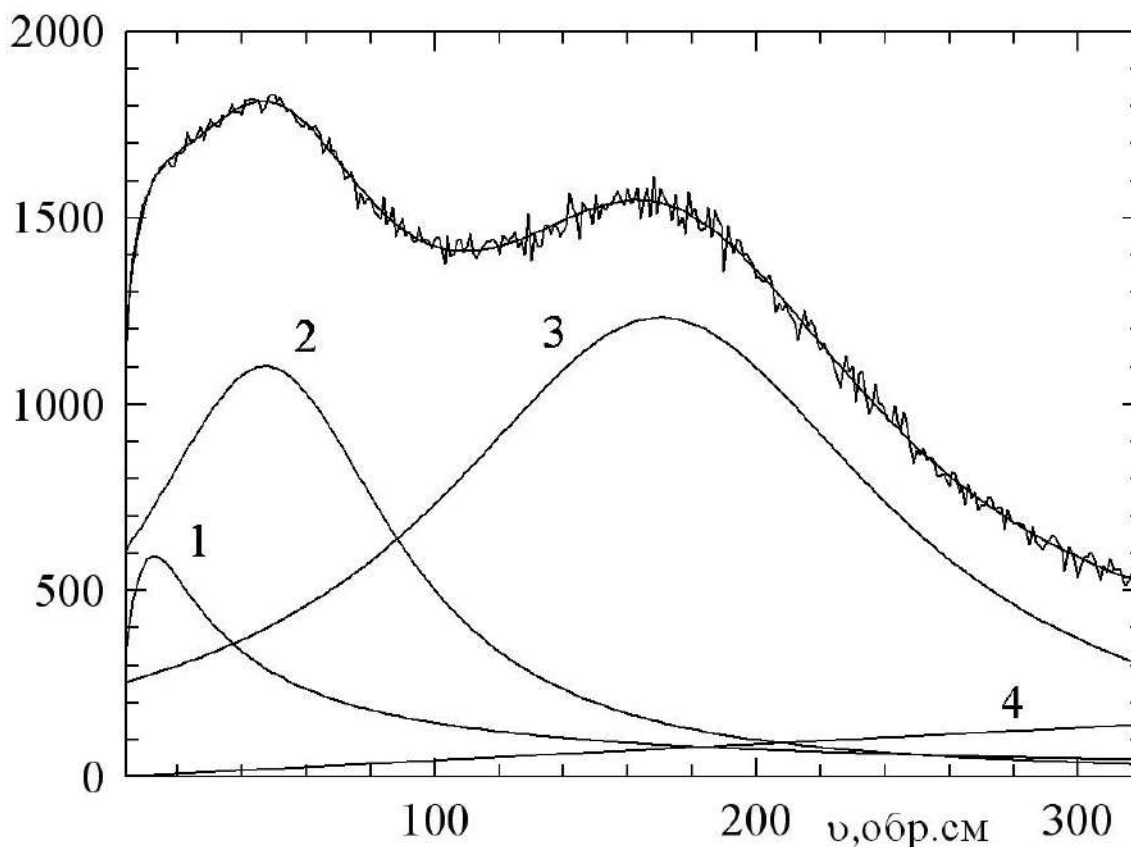


Рисунок. НЧ спектр ДВ воды и его разложение на компоненты: релаксационный член (1), НЧ (2) и ВЧ (3) - лоренцианы, фон (4)

Суть преобразования видна в (1), где приведен редуцированный спектр χ'' . (спектр динамической восприимчивости (ДВ)), получаемый из интенсивности комбинационного рассеяния $I(\nu)$ с помощью выражения

$$\chi''(\nu) = (\nu_i - \nu)^{-4} [n(\nu) + 1]^{-1} I(\nu), \quad (1)$$

где $n(\nu)=[\exp(h\nu/kT)-1]^{-1}$ - Бозе-Эйнштейновский множитель, ν_i - частота возбуждающего лазерного излучения в см^{-1} , T - температура, $(\nu_i-\nu)^{-4}$ - рэлеевский множитель. В спектре динамической восприимчивости в области НЧ (рис.) видны два горба и в низкочастотной части низкочастотного горба - излом. Высокочастотный (ВЧ) горб связан с движением молекул воды вдоль их связи, низкочастотный (НЧ) - с движением этих молекул, изгибающим их связь, излом - с хаотическим поворотным движением молекулы [11]. Эти горбы обычно представляют в виде лоренцевского контура. Аппроксимирующую функцию мы записывали в виде [3-5]

$$\chi'' = \frac{I_r \nu}{1 + \left(\frac{2\nu}{\delta\nu_r}\right)^2} + \frac{I_{low}}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_{low})}{\delta\nu_{low}}\right)^2} + \frac{I_h}{1 + \left(\frac{2(\nu - \nu_h)}{\delta\nu_h}\right)^2} + I_c \nu \quad (2)$$

Здесь 9 подгоночных параметров I_r , $\delta\nu_r$, I_{low} , ν_{low} , $\delta\nu_{low}$, I_h , ν_h , $\delta\nu_h$, I_c . 2-е и 3-е слагаемые - низкочастотный (около 50 см^{-1}) и высокочастотный (около 180 см^{-1}) лоренцианы (каждый имеет 3 параметра - интенсивность, положение максимума и ширина); последнее слагаемое описывает постоянный фон в спектре, которое после Бозе-коррекции по формуле (1) имеет вид пропорциональной зависимости; первое слагаемое связано с хаотическим поворотным движением молекулы в поле своих соседей [3-5]. Параметры определялись подгонкой по методу наименьших квадратов выражения (2) к спектру ДВ (пример приведен на рис).

Запись проводилась спектрометром Jobin-YvonU-1000]. Записывались при комнатной температуре суммарные спектры обеих поляризаций в 90° - градусной геометрии при возбуждении излучением аргонового лазера. Длина волны 488 нм , мощность - $20-50 \text{ мВт}$. Растворы перекиси водорода приготавливались из медицинского 3% раствора перекиси и дистиллята воды (подробнее [3, 5, 13]).

По концентрационным зависимостям параметров был оценен радиус искаженной решетки связей молекул воды вблизи молекулы перекиси, который составляет $2.5 - 3$ молекулы воды. Т.о. имеется пространственная неоднородность параметров.

В [13, 5, 3] показано, что для обоих колебаний в координатах квадрат положения максимума лоренциана от квадрата его ширины экспериментальные значения сильно коррелированы: наблюдается неплохая линейная зависимость с отрицательным коэффициентом. Это удалось объяснить с помощью представления об ансамбле затухающих классических осцилляторов, спектральная ширина которых неоднородно уширена. При этом удалось получить значения однородной ширины линии и собственных частот обоих колебаний. Полученные так собственные частоты (СЧ) обоих колебаний совпали с литературными данными по этим колебаниям, полученными по ИК поглощению. Для перекиси водорода одной из причин неоднородного уширения может являться описанная выше пространственная неоднородность.

Также неоднородно уширенными оказались и оба осциллятора в воде. Факт неоднородности этих колебаний отмечался в [10] без какой-либо количественной оценки. Развитый в [3] подход позволил это сделать количественно. При этом однородные ширины для обоих колебаний воды меньше соответствующих однородных ширин перекиси. При этом различие однородных ширин для воды и перекиси для ВЧ колебания незначительно, а для НЧ колебания велико (более, чем в 1.5 раза). Соответственно времена затухания колебаний в воде больше, чем в перекиси.

Конкретные значения составляют. Для воды для НЧ колебания СЧ 49.9 см^{-1} , однородная ширина 22 см^{-1} . Для воды для ВЧ колебания СЧ 184.6 см^{-1} , однородная ширина 102 см^{-1} . Для перекиси для НЧ колебания СЧ 51.3 см^{-1} , однородная ширина 36 см^{-1} . Для перекиси для ВЧ колебания СЧ 183.6 см^{-1} , однородная ширина 105 см^{-1} . Для сравнения по литературным данным частота ИК поглощения для воды для НЧ колебания 50 см^{-1} , для ВЧ колебания - 183.4 см^{-1} .

1. А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, М., №12, 26-33, (2005).
2. А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *В сб. «Комбинационное рассеяние - 80 лет исследований: Коллективная монография»*. Редактор – В.С. Горелик, - Москва: Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН. -604с., с.339-351, (2008).
3. A.V. Kraiskii, N.N. Mel'nik. *Opt. Spectr.*, **124**, №5, 660, (2018); А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *Опт. и спектр.*, **124**, №5, 628, (2018)
4. A.V. Kraiski, N.N. Mel'nik, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, **32**, №12, 21, (2005); А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, №12, 26, (2005).
5. A.V. Kraiski, N.N. Mel'nik, *Biophysics*, **57**, №6, 750, (2012).; А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *Биофизика*, **57**, №6, 965, (2012).
6. R. Shuker, R.W. Gammon, *J. Chem. Phys.*, **55**, 4784, (1971).
7. J.A. Bucaro, T.A. Litovitz, *J. Chem. Phys.*, **55**, 3585, (1971).
8. P.A Lund., O. Faurskov Nielsen, E. Praestgaard, *Chem. Phys.*, **28**, 167, (1978).
9. O. Faurskov Nielsen, D.H. Christensen, P.A. Lund, E. Praestgaard. in *Proceedings of the 6th International Conference on Raman Spectroscopy*, Bangalore, India. **2**, 208. Heyden, London (1978).
10. G.E. Walrafen, Y.C. Chu, H.R. Carlon In: *Proton transfer in hydrogen-bonded systems*, ed. T. Bountis. Plenum Press. New York. (1992).
11. Yuko Amo, Yasunori Tominaga, *Physica A*, **276**, 401, (2000).
12. M.H. Brooker, O.F. Nielsen, E. Praestgaard, *J. Raman Spectrosc.*, **19**, 71, (1988).
13. A.V. Kraiski, N.N. Mel'nik, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, **33**, №1, 34, (2006); А.В. Крайский, Н.Н. Мельник, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, №1, 49, (2006).

КАЛИБРОВКА ТЕМПЕРАТУРЫ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ ОБРАБОТКИ НОРМИРОВАННЫХ СПЕКТРОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Ходасевич М.А.*, Асеев В.А.

* Институт физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь,
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

На примере допированных эрбием и иттербием германатных стекол проведена калибровка температуры по нормированным спектрам флуоресценции в диапазоне 331-465 К с помощью интервальных методов проекции на латентные структуры. Показано существенное уменьшение среднеквадратичной ошибки калибровки по сравнению с классическим однопараметрическим методом и многопараметрическим методом построения проекции по широкополосному спектру. Достоинством предложенного метода в отличие от рассмотренных ранее многопараметрических методов калибровки является независимость от мощности накачки.

Исследованиям процессов преобразования излучения допированными германатными стеклами посвящено сравнительно небольшое количество работ. Например, в [1] на примере генерационных испытаний многокомпонентных иттербий-эрбиевых германатных стекол показана принципиальная возможность их использования в качестве преобразователей излучения и отмечена более высокая эффективность преобразования в германатных системах по сравнению с силикатными. Обнаружено, что процесс передачи энергии возбуждения от ионов иттербия к ионам эрбия в тяжёлых германатных стёклах замедлен, а время жизни промежуточного уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов эрбия превышает аналогичную характеристику фосфатных стекол более чем на 2 порядка. Экспериментально показано, что причинами слабого роста населенности на уровне ${}^4I_{13/2}$ ионов эрбия при лазерной накачке в германатных стёклах, допированных эрбием и иттербием, является, по-видимому, обратный перенос энергии возбуждения от ионов эрбия к ионам иттербия и поглощение на длине волны накачки с промежуточного уровня ${}^4I_{11/2}$ ионов эрбия на уровень ${}^4S_{3/2}$, что подтверждается наличием зелёной флуоресценции. Поэтому такие стекла являются хорошими кандидатами для использования в качестве чувствительных элементов оптических апконверсионных датчиков температуры.

В настоящее время большое внимание привлекает калибровка температуры по спектрам флуоресценции, заключающаяся в замене прямых измерений температуры на измерения спектров и последующую их обработку. Рассмотрим калибровку температуры по зеленым полосам спектров флуоресценции эрбия в германатных стеклах, допированных 0.25 мол.% оксида эрбия и 5 мол.% оксида иттербия. Ранее [2] нами было показано, что применение проекции на латентные структуры (PLS – projection to latent structures) [3] к температурной зависимости спектров флуоресценции эрбия позволяет достичь лучшей точности калибровки температуры по сравнению с широко распространенным методом отношения интенсивностей флуоресценции с двух температурно связанных уровней (FIR – fluorescenceintensityratio) [4].

Возбуждение флуоресценции осуществлялось неполяризованным излучением лазерного диода ML-151 («Милон», Россия) мощностью 850 мВт с максимумом спектра около 970 нм. Спектры флуоресценции регистрировались спектрометром S100 («Солар ЛС», Беларусь) в диапазоне 512–565 нм, в который попадает зеленая апконверсионная флуоресценция эрбия и который содержит 201 отсчет (среднее разрешение около 1 нм, шаг менее 0,3 нм), при 71 разных значениях температуры, понижавшейся от 465 до 331 К с шагом 2 К и контролируемой с точностью 0,1 К с помощью печи PV10

(«Coverston Ltd», Англия) и температурного контроллера TS-200 («Thorlabs», США). В дальнейшем все полученные результаты будут приведены для образца германатного стекла состава $20\text{BaO}-10\text{CaO}-10\text{TiO}_2-60\text{GeO}_2-5\text{Yb}_2\text{O}_3-0.25\text{Er}_2\text{O}_3$ мол. %.

Спектры флуоресценции были предварительно нормированы на максимум, что позволило нивелировать преимущество метода FIR, результаты которого не зависят от нестабильности мощности накачки, так как температура определяется через отношение интенсивности флуоресценции с двух температурно связанных уровней энергии. Далее для устранения выбросов в экспериментальных данных был применен метод главных компонент (PCA – principal component analysis) [5]. На рисунке 1 изображены счета в первую главную компоненту нормированных спектров флуоресценции, объясняющую 99,5% суммарной дисперсии данных, с отсутствующими выбросами при значениях температуры 330,2 К, 352,7 К, 424,2 К и 441,8 К, их фиттирование приведенным в легенде полиномом второй степени, коэффициент корреляции R^2 и среднеквадратичная ошибка фиттирования RMSE. Оставшиеся 67 спектров с помощью кластерного анализа счетов были разделены на обучающую выборку (22 измерения) и проверочную (45 измерений). Применение интегральной по спектру PLS позволило определить, что минимальная среднеквадратичная ошибка предсказания по проверочной выборке RMSE_p соответствует четырем латентным структурам.

Для выбора спектральных переменных был применен метод поиска комбинации движущихся окон (scmwiPLS – searching combination of moving windows for interval PLS [6]). Начальным его этапом является выбор положения первого интервала минимальной ширины с помощью простейшего алгоритма PLS с выбором спектральных переменных (interval PLS – iPLS [7]), который реализуется путем разделения спектрального диапазона измерений на заданное количество неперекрывающихся интервалов одинаковой ширины и сравнение качества моделирования по каждому отдельному интервалу. Следующий интервал последовательно сдвигается в пределах всего спектрального диапазона измерений и объединяется с первым по критерию минимальной величины RMSE_p . Так как зависимость ошибки от количества спектральных переменных в модели не является монотонной, расширение спектрального интервала моделирования необходимо продолжать до достижения всего диапазона измерений. Минимальная ширина сдвигающегося спектрального окна, выражаемая в числе спектральных переменных или длин волн, на единицу превышает количество латентных структур, учитываемых при моделировании. Поэтому в методе scmwiPLS была выбрана ширина окна в 5 спектральных переменных. Увеличение количества учитываемых при моделировании спектральных окон от 1 до 40 показало, что глобальный минимум $\text{RMSE}_p=1,11$ К соответствует 11 окнам (см. стрелку на рисунке 2).

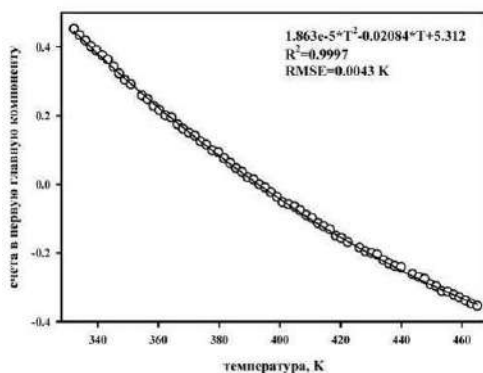


Рис. 1. Зависимость счетов в первую главную компоненту спектров флуоресценции от температуры

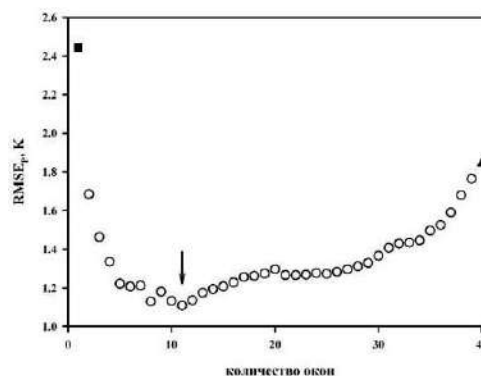


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичной ошибки предсказания температуры по проверочной выборке RMSE_p от количества окон в методе scmwiPLS

На рисунке 3 представлен спектр зеленой флуоресценции при 414 К и положение 11 окон, моделирование по которым соответствует минимальной величине $RMSE_P$. Неочевидность положения спектральных окон обусловлена тем, что ошибка калибровки зависит от мультиколлинеарности спектров в учитываемых при моделировании окнах и присутствующего в них шума. В рассматриваемом случае ни одно из 11 спектральных окон не находится в пределах полувысоты интенсивной коротковолновой полосы зеленой флуоресценции, пик которой использовался бы при однопараметрической регрессии.

На рисунке 4 показано соотношение между предсказанной с помощью *scmwiPLS* и измеренной температурой для обучающей и проверочной выборок. В качестве критерия качества калибровочной модели укажем величину остаточного отклонения предсказания для проверочной выборки $RPD_C=34,2$ (Residual Predictive Deviation for Calibration), являющегося отношением $RMSE_P$ и среднеквадратичного отклонения температуры в проверочной выборке. Величина RPD_C , превышающая 3, характеризует хорошее качество модели [8]. Величина относительной ошибки калибровки температуры не превышает 0,9%. Результаты, представленные на рисунке 2 показывают, что выбор оптимальной комбинации движущихся окон позволяет уменьшить величину $RMSE_P$ почти на 40% по сравнению с PLS по всему спектральному диапазону зеленой флуоресценции (обозначена треугольником) и более чем в 2 раза по сравнению с PLS по единственному окну (*iPLS*) (обозначена квадратом).

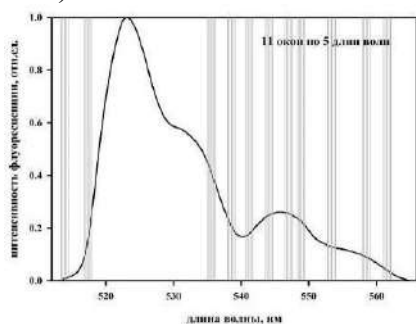


Рис. 3. Спектр зеленой флуоресценции при 414 К и положение 11 окон, моделирование по которым характеризуется минимальной величиной $RMSE_P$

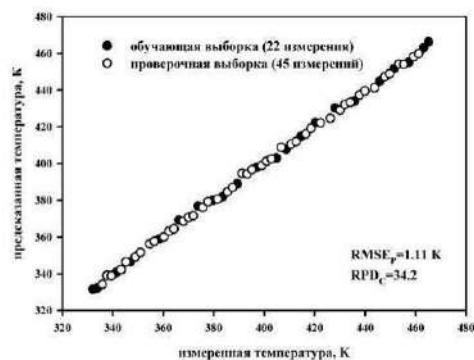


Рис. 4. Соотношение между предсказанной с помощью *scmwiPLS* и измеренной температурой

Итак, в представленной работе описана калибровка температуры с помощью проекции на латентные структуры по комбинации движущихся окон в нормированных спектрах флуоресценции на примере допированных эрбием и иттербием германатных стекол. Предложенный метод также как и метод отношения интенсивностей флуоресценции с двух температурно связанных уровней не требует стабилизированного источника излучения накачки. Показано существенное уменьшение среднеквадратичной ошибки калибровки температуры по сравнению с однопараметрическим методом и многопараметрическим методом проекции на латентные структуры по всему диапазону зеленой апконверсионной флуоресценции.

1. Е.Ф. Артемьев, А.Г. Мурзин, Ю.К. Федоров, В.А. Фромзель, *Квантовая электроника*, **8**, 2071-2074, (1981).
2. В.А. Асеев, Ю.А. Варакса, Е.В. Колобкова, Г.В. Сеницын, М.А. Ходасевич, *Оптика и спектроскопия*, **118**, 760-762, (2015).
3. P. Geladi, B. Kowalski, *Analyt. Chim. Acta*, **185**, 1-17, (1986).
4. S.A. Wade, S.F. Collins, G.W. Baxter, *J. Appl. Phys.*, **94**, 4743-4756, (2003).
5. К.Н. Esbensen, P. Geladi, *Comprehensive Chemometrics*, **2**, 211-226, (2009).
6. М.А. Khodasevich, V.A. Aseev, *Optics and Spectroscopy*, **124**, 748-752, (2018).

7. L. Norgaard, A. Saudland, J. Wagner, J.P. Nielsen, L. Munck, S.B. Engelsen, *Appl. Spectr.*, **54**, 413-419, (2000).
8. R. Zornoza C. Guerrero, J. Mataix-Solera, K.M. Scow, V. Arcenegui, J. Mataix-Beneyto, *Soil Biology & Biochemistry*, **40**, 1923-1930, (2008).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПО ИХ СПЕКТРАЛЬНЫМ И ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Близнюк В.В., Григорьев В.С., Паршин В.А., Ржанов А.Г.*,
Семенова О.И., Тарасов А.Е.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Предлагается методика диагностики и прогноза возможного времени наработки мощных лазерных диодов по анализу спектров их излучения на начальном этапе эксплуатации.

Мощные полупроводниковые лазерные диоды с квантово-размерными гетероструктурами (ЛД) широко используются в разных областях науки, техники и медицины. К таким лазерам принято относить ЛД с мощностью непрерывной генерации от нескольких сотен милливатт до 20 Вт – максимального значения мощности, достигнутой в настоящее время [1-5]. Исследования показывают, что срок службы ЛД мощностью 0.5 - 2 Вт не превышает 5000 часов [6]. Известны несколько методик определения состояния гетероструктуры и прогнозирования срока службы мощных ЛД [1,5,7]. Однако их использование связано со значительным расходом ресурса лазеров, применением дорогостоящей контрольно-измерительной аппаратуры и прерыванием работы ЛД. В связи с этим актуальной становится задача определения состояния гетероструктуры не только за малое время, но и на начальном этапе их работы.

Большой практический интерес представляет анализ контура линии $f_{эксн}(\nu)$ огибающей спектр излучения ЛД, в начальной стадии работы. Количественный анализ формы этой линии позволил зафиксировать ее трансформацию через 240 часов наработки, которая проявилась в переходе от двух ярко выраженных контуров линий в первые часы работы к трем.

Каждому из этих трех контуров линий, по нашему мнению, соответствует определенный канал генерации. Изменения в спектре излучения ЛД мы связываем с пространственными вариациями, которые касаются коэффициента нелинейной рефракции полупроводника квантовой ямы и длины когерентности излучения ЛД. Проведённые расчёты показали, что меньшее число каналов генерации соответствует большей степени когерентности излучения ЛД, а уменьшение длины когерентности $L_{ког}$ приводит по мере работы прибора к увеличению числа каналов $N_{кан}$ [7]:

$$N_{кан} \approx nW \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L_{ког}}}. \quad (1)$$

где n - эффективный показатель преломления лазерного волновода, W - ширина активной области, λ - длина волны излучения.

После увеличения наработки ЛД до 350 часов в спектре излучения ЛД количество каналов генерации возрастает от 2-3 до 4-5. Согласно (1) это означает, что длина когерентности уменьшается.

Увеличение числа каналов приводит к увеличению числа полос в спектре ЛД. Это объясняется тем, что полоса усиления имеет довольно большую ширину и должна быть заполнена линиями излучения, соответствующими разным каналам.

Для оценки состояния гетероструктуры мощного ЛД предлагается использовать ранее разработанную методику связи прогнозируемого срока службы со значением параметра A_i [8] в каждом канале генерации по отдельности.

Количественный анализ функции $f_{расч.i} \left(\frac{v - v_{0i}}{\Delta v_i} \right)$ осуществлялся путем ее сравнения с гауссовой функцией $f_G \left(\frac{v - v_{0i}}{\Delta v_i} \right)$ в пределах ширины i -ой линии Δv_i ,

соответствующей каналу с номером i . и с центральной частотой v_{0i} . Для проведения такого анализа в пределах каждого канала генерации нами был введен интегральный спектральный параметр A_i , значение которого рассчитывалось для каждой спектральной линии i по формуле:

$$A = 1 - \int_{\frac{v_1}{2}^{min}}^{\frac{v_1}{2}^{max}} \frac{\left| D \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right) - 1 \right| dv}{\Delta v}, \quad (2)$$

где $\frac{v_1}{2}^{min}$ и $\frac{v_1}{2}^{max}$ – частоты, которые определяются следующим образом:

$$f_G \left(\frac{v_1}{2}^{min} \right) = f_G \left(\frac{v_1}{2}^{max} \right) = 0.5, \quad (3)$$

где

$$f_G \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right) = \exp \left[-4 \ln 2 \cdot \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right)^2 \right], \quad (4)$$

$$D \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right) = \frac{f_{эксн} \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right)}{f_G \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right)}. \quad (5)$$

Нормированная гауссова функция имеет вид (4). Функция $f_{эксн} \left(\frac{v - v_0}{\Delta v} \right)$ задаётся массивом чисел, полученных при измерении огибающей спектра излучения ЛД, а v_0 определяется по формуле:

$$v_0 = \frac{1}{2} \left(v_{\frac{1}{2}^{max}} + v_{\frac{1}{2}^{min}} \right). \quad (6)$$

При определении срока службы ЛД из партии приборов, изготовленных в одном и том же технологическом цикле, установлено, что он может варьироваться в пределах от 2 500 до 3 500 часов. Поэтому для определения качества гетероструктуры каждого экземпляра ЛД из той или иной партии приборов наряду с параметром A использовался ещё один параметр T , характеризующий место прибора в данной партии:

$$T = \frac{\tau}{\tau_{max}}, \quad (7)$$

где τ – срок службы конкретного экземпляра ЛД из определенной партии приборов в масштабе реального времени; τ_{max} – максимальное время наработки среди всех ЛД из одной партии.

Анализ профиля пучка излучения ЛД позволил установить, что в режиме генерации на фундаментальной моде параметр A должен удовлетворять критерию

$A > 0.855$. Генерация на фундаментальной моде определялась путем сравнения профиля пучка с гауссовой кривой [7, 9]. В режиме генерации лазерного диода на фундаментальной моде, параметры A и T оказываются связаны между собой следующим соотношением:

$$T = A^{1/3}, \quad (8)$$

Из (8) видно, что срок службы ЛД возрастает по мере увеличения параметра A . Это означает, что ЛД, с большим значением параметра A , имеют качественную структуру.

Таким образом, используя критерий $A > 0.855$, а также соотношения (2) - (6) и (8), можно определять состояния гетероструктуры мощных лазерных диодов по их спектральным и пространственно-энергетическим характеристикам.

1. А.П. Богатов и др., *Квантовая электроника*, **30**, №5, 401- 405, (2000).
2. С.О. Слипченко и др., *ФТП*, **43**, №1, 119 - 123, (2009).
3. С.О. Слипченко и др., *ФТП*, **38**, №12, 1477 - 1486, (2004).
4. А.В. Лютецкий и др., *ФТП*, **43**, № 12, 1646 - 1649, (2009).
5. А.Е. Жуков, "Физика и технология полупроводниковых наноструктур", СПб.: "Элмор", 304, (2007).
6. Л.Воробьев и др., *Фотоника*, **31**, №4, 20-26, (2012).
7. В.В. Близнюк и др., *Изв. РАН. Сер. физ.*, **79**, №12, 1666 - 1671, (2015).
8. В.В. Близнюк и др., *Изв. РАН. Сер. физ.*, **82**, №11, 1504 - 1507, (2018).
9. В.В. Близнюк и др., *УЗФФ МГУ*, №6, 1860501, (2018).

ФОТОН КАК ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЧАСТИЦА

Черницкий А.А.

Санкт-Петербургский Химико-Фармацевтический Университет,
Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются наблюдаемые экспериментально характеристики фотона как элементарной частицы. Обсуждается описание фотона солитонным решением нелинейной полевой модели экстремальной пространственно-временной плёнки. Показано соответствие между характеристиками рассматриваемого солитона и реального фотона. В частности, обсуждается корпускулярно-волновой дуализм поведения солитона.

В настоящем докладе продолжается обсуждение солитонных решений нелинейной полевой модели экстремальной пространственно-временной плёнки, которые могут быть сопоставлены реальным фотонам [1–3]. Для обоснования такого сопоставления приведём сначала известные характеристики фотона.

Фотоны – элементарные частицы, из которых, по современным научным представлениям, состоит свет. Фотон распространяется со скоростью света и обладает моментом импульса или спином равным постоянной Планка \hbar . Фотон может существовать только в двух спиновых состояниях с проекцией спина на направление движения $+\hbar$ или $-\hbar$. В электромагнитном представлении света эти два состояния фотона соответствуют право и лево циркулярно-поляризованным плоским волнам. Таким образом, например, право циркулярно-поляризованная электромагнитная волна состоит из фотонов с проекцией спина на направление движения $+\hbar$.

Надо отметить, что поток частиц с таким направлением спина несёт соответствующий полный момент импульса, что и наблюдается экспериментально в известном эффекте Садовского. В этом эксперименте регистрируется передача циркулярно-поляризованной электромагнитной волной своего момента импульса поглотителю. Здесь однако может проявляться неполнота простейшего электромагнитного представления. Дело в том, что плоская циркулярно-поляризованная электромагнитная волна постоянной амплитуды имеет нулевой момент импульса. Однако ограничение апертуры электромагнитного пучка приводит к возникновению у него момента импульса в направлении распространения. Эти вопросы рассматриваются, например, в статье [4].

Таким образом плоская циркулярно-поляризованная электромагнитная волна постоянной амплитуды является по современным представлениям потоком фотонов с определённой спиральностью: $+1$ или -1 . Спиральностью называют квантовое число, представляющее собой проекцию спина частицы на направление её движения в единицах постоянной Планка \hbar .

Электромагнитная волна эллиптической поляризации и как предельный случай – линейной – может быть представлена, как известно, в виде суммы право и лево циркулярно-поляризованных волн с амплитудами и фазами, определяющими поляризацию.

Представление эллиптически-поляризованной световой волны потоком фотонов осуществляется таким же образом посредством смешения или суперпозиции фотонов с двумя значениями спиральности.

И, конечно, главное свойство фотона – это пропорциональность его частоты и энергии:

$$E = \hbar \omega \quad (1)$$

Именно это свойство, присущее также полученному в [1] солитонному решению модели пространственно-временной плёнки, позволило говорить о сопоставлении его

реальному фотону. Правда, для солитона соотношение (1) выполняется в высокочастотном приближении.

Полученные солитонные решения, сопоставляемые фотонам, представляют собой уединённые волны, обладающие спиральной симметрией. При этом асимптотика решения при удалении от оси цилиндрической системы координат имеет вид

$$\Phi \sim \frac{1}{\rho} \cos(\varphi - \omega t + k z) \quad (2)$$

где Φ – скалярная полевая функция, $\{\rho, \varphi, z\}$ – цилиндрические координаты, t – время, ω – круговая частота, k – волновое число, причём $\omega^2 = c^2 k^2$, c – скорость света в вакууме.

Рассматриваемые солитонные решения имеют момент импульса или спин, ориентированный по направлению движения солитона или против него.

Несмотря на то, что полевая функция является скаляром, полученное решение имеет те же степени свободы, что и у фотона. Так же как поток фотонов с двумя значениями спиральности обеспечивает эллиптическую поляризацию световой волны, обеспечивает её и поток солитонов с двумя направлениями спиральности.

Непосредственному получению электромагнитного взаимодействия и, соответственно, электромагнитного бивектора в рамках рассматриваемой скалярной полевой модели посвящены работы [5,6]. Тензорный характер электромагнитного поля, получаемого в рамках скалярной модели, обусловлен тензорным характером интегральной силы, возникающей при рассмотрении дальнего взаимодействия солитонов. Этот подход к взаимодействию солитонов, первоначально разработанный в рамках нелинейной электродинамики [7–9], основан на интегральном законе сохранения энергии–импульса и является модельно независимым.

Поскольку эта статья пишется за несколько месяцев до начала конференции, некоторые вопросы, предполагаемые к включению в доклад, ещё находятся в разработке и здесь не затронуты.

1. A.A. Chernitskii, Lightlike shell solitons of extremal space-time film. *Journal of Physics Communications*, 2, 105013(2018).
2. A.A. Chernitskii, Lightlike solitons with spin. *Journal of Physics: Conference Series*, 678 (1), 012016, (2016).
3. А.А. Черницкий, Пространственно-временные аспекты динамики фотонов. *Сборник трудов X Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018»*. Санкт-Петербург. 15-19 октября 2018 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2018. – С. 80.
4. И.В. Соколов, Момент импульса электромагнитной волны, эффект Садовского и генерация магнитных полей в плазме. *УФН* **161** (10) 175–190 (1991).
5. A.A. Chernitskii, About long-range interaction of spheroidal solitons in scalar field nonlinear model. *Journal of Physics: Conference Series*, **938** (1), 012029, (2017).
6. A.A. Chernitskii, Induced gravitation in nonlinear field model. *International Journal of Modern Physics: Conference Series*, **41**, 1660119, (2016).
7. A.A. Chernitskii, Born – Infeld equations. *Encyclopedia of Nonlinear Science*, ed. A. Scott, 67-69, New York and London: Routledge, 2005.
8. А.А. Черницкий, *Нелинейная электродинамика: Сингулярные солитоны и их взаимодействия*, Санкт-Петербург: СПбГИЭУ, 2012.
9. A.A. Chernitskii, Dyons and interactions in nonlinear (Born-Infeld) electrodynamics. *J. HighEnergyPhys.*, **1999** (12), 10, (1999).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$

Штарева А.В., Сюй А.В., Штарев Д.С., Нащочин Е.О.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

*Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, г. Хабаровск, Россия

Впервые исследуются люминесцентные свойства гетероструктуры из висмутата и карбоната стронция. Обнаружена полоса люминесценции, интенсивность которой возрастает с температурой. Сделано предположение, что наблюдаемая аномальная зависимость люминесценции связана с термическим забросом электронов из карбоната в висмутат стронция.

Висмутаты щелочноземельных металлов в последнее время довольно активно исследуются в качестве фотокатализаторов видимого света. Однако недавно было показано [1], что создание гетероструктур на их основе с добавлением определенного количества карбонатов стронция значительно повышает их фотокаталитическую активность. В представленной работе исследуются люминесцентные свойства гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$, фотокаталитическая активность которой значительно выше активности чистого висмутата стронция.

На рис. 1 показано, как спектры люминесценции гетероструктуры зависят от длины волны возбуждающего излучения и от температуры. При температуре 100 К (рис. 1 слева) отчетливо виден один люминесцентный центр: излучение с длиной волны 260 нм вызывает люминесценцию, наиболее интенсивную в области 450-525 нм. При комнатной температуре (рис. 1 справа) данный люминесцентный центр сохраняется. Дополнительно к нему появляется еще одна полоса люминесценции с максимумом на 458 нм. Данную полосу люминесценции вызывает излучение 350-360 нм. Можно предположить, что в гетероструктурах $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ существует один люминесцентный центр, излучающий на 458 нм с двумя различными длинами волн возбуждения.

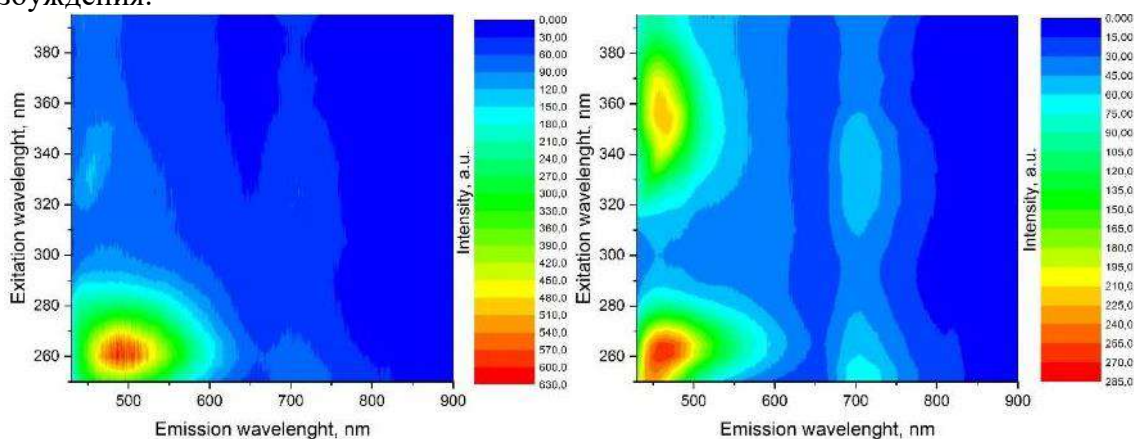


Рис. 1. Люминесцентные свойства гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$: при 100 К (слева) и при комнатной температуре (справа)

На рис. 2 показана температурная зависимость интенсивности люминесценции гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ при возбуждении различными длинами волн. При возбуждении люминесценции излучением 260 нм наблюдается температурное тушение люминесценции, хорошо описываемое моделью Мотта. При возбуждении люминесценции излучением 355 нм наблюдается аномальное разгорание люминесценции при увеличении температуры.

Объяснить наблюдаемый эффект можно при анализе зонной структуры гетероструктуры (рис. 3). Видно, что между зонами проводимости $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6$ и SrCO_3 существует разность потенциалов в 0,183 эВ. При комнатной температуре электроны из SrCO_3 могут мигрировать в $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6$. При понижении температуры у них такая возможность пропадает. Поэтому наличие такой аномальной полосы люминесценции в подобных гетероструктурах может служить доказательством проницаемости их интерфейса для электронного дрейфа.

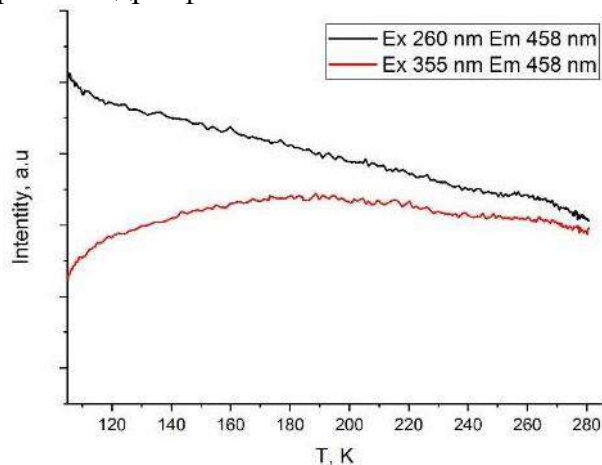


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности люминесценции гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$ при возбуждении различными длинами волн

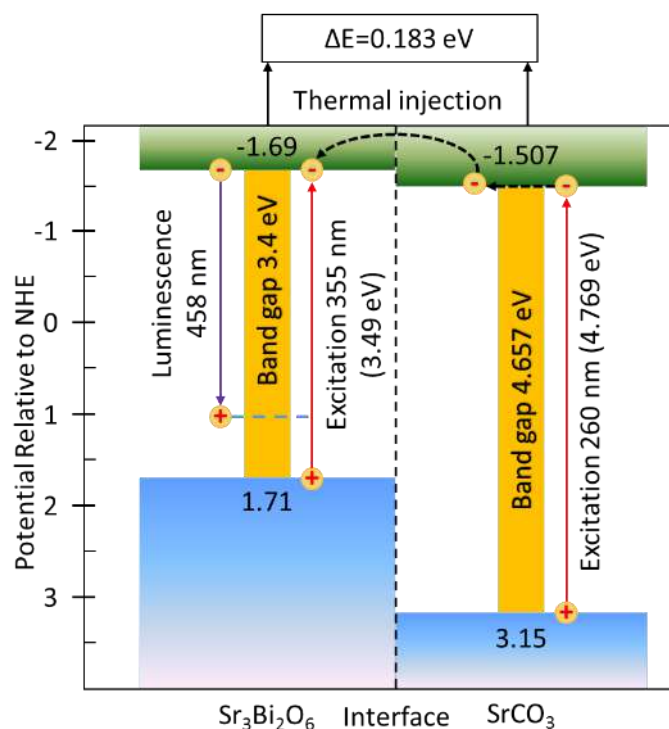


Рис. 3. Предлагаемый механизм объяснения люминесцентных свойств гетероструктуры $\text{Sr}_3\text{Bi}_2\text{O}_6/\text{SrCO}_3$

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-73-10013).

1. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.Ju. Mikhailovski, E.O. Nashchochin, *Cat. Tod.*, (2019), DOI10.1016/j.cattod.2019.02.016.

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР ИЗ ВИСМУТАТОВ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И КАРБОНАТА ВИСМУТИЛА

Штарева А.В., Сюй А.В., Штарев Д.С., Нащочин Е.О.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

*Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН,
г. Хабаровск, Россия

Квантовая оптика и фундаментальная спектроскопия, устный

Исследуются каталитические свойства некоторых гетероструктур, состоящих из висмутата щелочноземельного металла и карбоната висмутила. Выявлены два типа зонных структур, наличие которых сопровождается зависимостью фотокаталитической активности от доли со-катализатора в составе гетероструктуры.

Висмутаты щелочноземельных металлов в последнее время довольно активно исследуются в качестве фотокатализаторов видимого света. Однако недавно было показано [1], что создание гетероструктур на их основе с добавлением определенного количества карбонатов стронция значительно повышает их фотокаталитическую активность. В представленной работе сделана попытка проверить, связан ли эффект повышения фотокаталитической активности гетероструктур с карбонатом стронция, или имеет более общий характер и проявляется и при использовании других «неактивных» примесей. Для этого в работе были исследованы фотокаталитические свойства гетероструктур типа $Me_xBi_yO_z/(BiO)_2CO_3$.

Синтез образцов производился в соответствие с методикой, изложенной в [1]. Оценка фотокаталитических свойств осуществлялась в соответствие с методикой, использованной для оценки фотокаталитической активности чистых висмутатов стронция [2].

На рис. 1 слева показано, как фотокаталитическая активность гетероструктур типа $Sr_xBi_yO_z/(BiO)_2CO_3$ зависит от доли карбоната висмутила в их составе. Видно, что такая зависимость наблюдается у гетероструктур $Sr_2Bi_2O_5/(BiO)_2CO_3$ и $Sr_3Bi_2O_6/(BiO)_2CO_3$. При этом у гетероструктуры $Sr_2Bi_2O_5/(BiO)_2CO_3$ эффект выражен значительно сильнее, чем у гетероструктуры $Sr_3Bi_2O_6/(BiO)_2CO_3$. Для гетероструктуры $Sr_6Bi_2O_{11}/(BiO)_2CO_3$ характерно отсутствие фотокаталитической активности от доли $(BiO)_2CO_3$ в составе: с ростом доли карбоната висмутила наблюдается монотонное снижение фотокаталитической активности гетероструктуры.

На рис. 1 справа показано, как фотокаталитическая активность гетероструктур типа $Ba_xBi_yO_z/(BiO)_2CO_3$ зависит от доли карбоната висмутила в их составе.

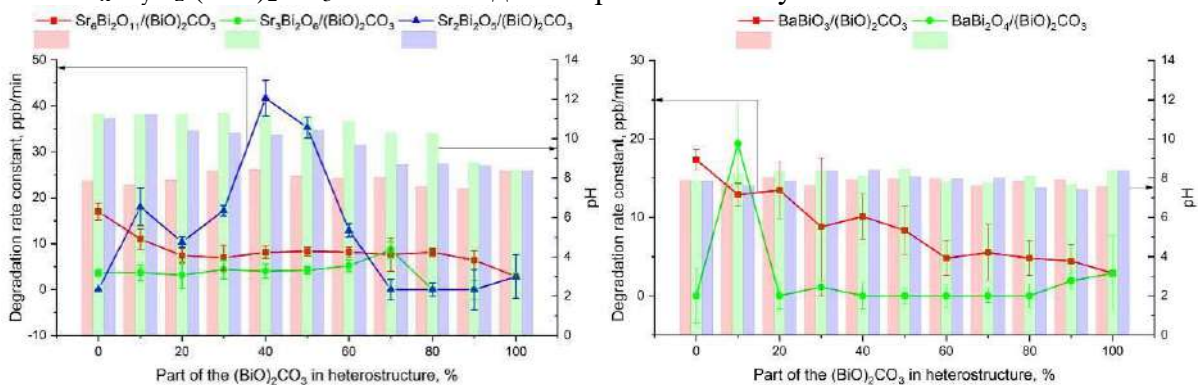


Рис. 1. Зависимость фотокаталитической активности от доли карбоната висмутила в гетероструктурах типа $Sr_xBi_yO_z/(BiO)_2CO_3$ (слева) и $Ba_xBi_yO_z/(BiO)_2CO_3$ (справа)

Видно, что такая зависимость наблюдается у гетероструктуры $\text{BaBi}_2\text{O}_4/(\text{BiO})_2\text{CO}_3$. Для гетероструктуры $\text{BaBiO}_3/(\text{BiO})_2\text{CO}_3$ характерно отсутствие фотокаталитической активности от доли $(\text{BiO})_2\text{CO}_3$ в составе: с ростом доли карбоната висмута наблюдается монотонное снижение фотокаталитической активности гетероструктуры.

При этом на обоих приведенных рисунках видно, что наблюдаемый эффект зависимости фотокаталитической активности от доли карбоната висмута не связан с изменением кислотности тестируемой суспензии.

Объяснить наблюдаемый эффект можно при анализе зонной структуры всех исследованных гетероструктур (рис. 2). Гетероструктуры, для которых наблюдается зависимость фотокаталитической активности от доли карбоната висмута обладают одним из двух характерных типов зонных структур (рис. 3 справа).

Для зонных структур первого типа характерны следующие особенности: ширина запрещенной зоны со-катализатора больше ширины запрещенной зоны висмутата щелочноземельного металла; потенциал дна зоны проводимости со-катализатора должен быть немного менее электроотрицательным, чем у висмутата щелочноземельного металла.

Для зонных структур второго типа характерно расположение запрещенной зоны висмутата щелочноземельного посередине запрещенной зоны со-катализатора.

Видно, что зонные структуры гетероструктур, для которых характерно отсутствие фотокаталитической активности от доли $(\text{BiO})_2\text{CO}_3$ в составе не обладают подобными особенностями (рис. 2 слева).

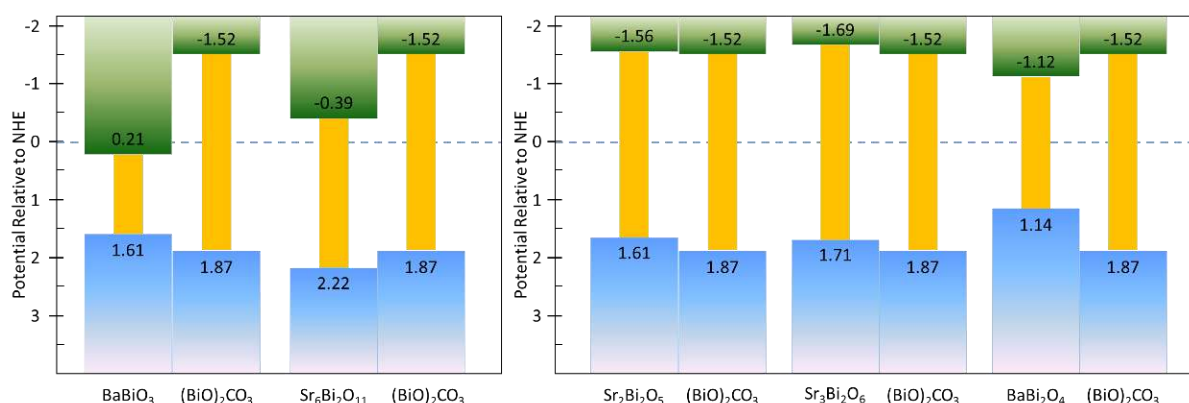


Рис. 2. Зонные структуры различных гетероструктур

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-73-10013).

1. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.Ju. Mikhailovski, E.O. Nashchochin, *Cat. Tod.*, (2019), DOI10.1016/j.cattod.2019.02.016.
2. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, V.K. Ryabchuk, A.V. Rudakova, P.D. Murzin, M.S. Molokeev, A.V. Koroleva, A.I. Blokh, and Nick Serpone, *Cat. Tod.*, (2018), DOI10.1016/j.cattod. 2018.09.035.

ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ РАЗВИТИЯ ТЕХНОЛОГИЙ МОЩНЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Колегов А.А., Кулаков Д.В., Галеев А.В., Исаев А.В.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина»,
г. Снежинск, Россия

Рассмотрены особенности мощных волоконных лазеров с высоким качеством излучения, а также проблемы, стоящие на пути их создания.

Лазеры стремительно вошли в нашу жизнь с момента их изобретения и стали использоваться во многих направлениях, среди которых промышленность (обработка металла и других материалов, аддитивные технологии, высокоточные технологии), дальнометрия, системы 3d-видения, медицина и многие другие. Благодаря развитию оптоволоконных технологий волоконные лазеры стали повсеместно заменять традиционные газовые и твердотельные лазеры, чему способствовали следующие преимущества: компактность, высокий КПД, устойчивость к механическим воздействиям, надежность и отсутствие необходимости в юстировке и обслуживании. Настоящая работа посвящена проблемным вопросам разработки мощных волоконных лазеров.

Наращивание выходной мощности излучения волоконного лазера в основном ограничено такими физическими факторами как оптический пробой и нелинейные эффекты (вынужденное комбинационное рассеяние в случае широкополосного излучения и вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна в случае узкополосного излучения) [1]. Пороги проявления этих факторов увеличиваются с ростом диаметра сердцевины волокна, по которому распространяется излучение [1]. Увеличение сердцевины волокна влечет за собой ухудшение качества излучения, которое часто характеризуют параметром M^2 . Наиболее лучшее сочетание диаметра сердцевины волокна и его числовой апертуры, обеспечивающее параметр $M^2 < 1.2$ (можно считать близким к дифракционному), и выходную мощность 2-3 кВт – 20 мкм с числовой апертурой $NA=0,06$ и 25 мкм числовой апертурой $NA=0,045$ [2]. Дальнейшее уменьшение числовой апертуры приводит к нарушению полного внутреннего отражения и выходу излучения из сердцевины, а увеличение диаметра – к заметному ухудшению качества излучения.

Принципиальная схема разработанного в РФЯЦ-ВНИИТФ одномодового волоконного лазера мощностью 2 кВт представлена на рис.

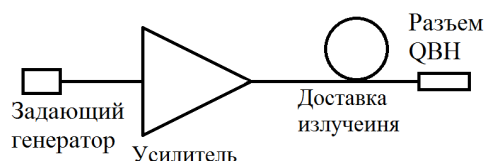


Рисунок. Принципиальная схема мощного волоконного лазера

Разработанный лазер генерирует излучение мощностью 2 кВт с длиной волны 1080 нм, шириной спектра 3 нм и может использоваться для обработки материалов и в аддитивных технологиях. В лазере используется волокно с диаметром сердцевины 20 мкм и числовой апертурой $NA=0,06$, что обеспечивает высокое качество излучения.

1. J. Dawson, et al, *Opt. Express.*, **16**, 13240-13266, (2008).
2. V. Khitrov, et al, *Proc. of SPIE*, **8961**, 89610V, (2014).

ОСОБЕННОСТИ ОБЪЕДИНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТОВОЛОКОННЫХ СИГНАЛЬНЫХ ОБЪЕДИНИТЕЛЕЙ

Колегов А.А., Черникова А.В., Сарасеко Д.В., Денисенко К.А.
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», г. Снежинск, Россия

Представлены результаты объединения нескольких мощных волоконных лазеров с помощью оптоволоконного сигнального объединителя.

Максимальная выходная мощность волоконного лазера имеет ряд физических ограничений [1] и часто простым способом наращивания мощности излучения для использования в технологических целях оказывается объединение нескольких мощных волоконных лазеров с помощью оптоволоконного объединителя.

На рис. 1 приведена схема объединения волоконных лазеров.

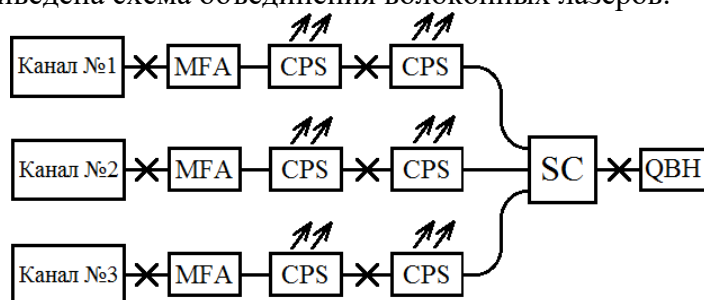


Рис. 1. Схема объединения

Выходное волокно одного лазера имеет диаметр сердцевины 20 мкм и оболочки 400 мкм (20/400). Адаптер поля моды (MFA) на своем входе имеет волокно, согласованное с выходным волокном лазера, а на выходе – волокно с параметрами 20/130. Фильтры оболочки (CPS) выводят излучение из кварцевой оболочки, накопленное вследствие внутренних потерь в MFA и на сварках. Каждый из волоконных лазеров через MFA соединяется с волоконным сигнальным объединителем 7→1 (SC), который имеет 7 входных волокон, согласованных с выходным волокном MFA, а выходное волокно имеет параметры 100/120/360.

При оптоволоконном объединении излучения киловаттного уровня необходимо уделять особое внимание используемым элементам – адаптеры поля моды и сами объединители. Внутренние потери этих элементов не должны превышать 2%, т.к. излучение мощностью 20 Вт, вышедшее из сердцевины волокна может привести как к возгоранию волокна, так и к его пробое в критических местах. На рис. 2 представлены ватт-амперные характеристики (зависимость выходной мощности излучения от тока источников накачки) трех волоконных лазеров и результат их объединения.

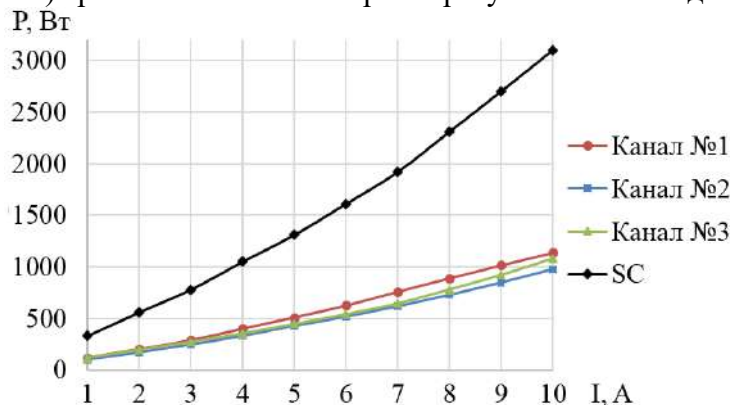


Рис. 2. Зависимость выходной мощности лазерного излучения от тока источников накачки

На рисунке 3 представлена динамика максимальной выходной мощности лазерного излучения. Следует отметить, что обратная связь по мощности не использовалась и стабильность обеспечивается только термодинамическим равновесием.

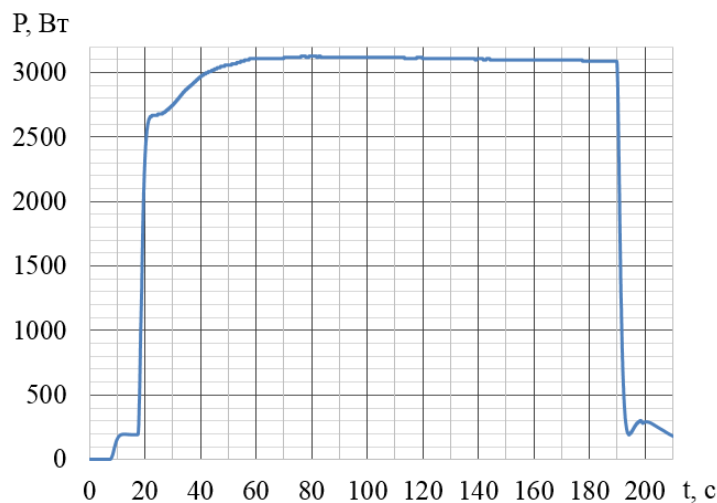


Рис. 3. Временная зависимость мощности излучения

На рис.4 приведен суммарный спектр излучения.

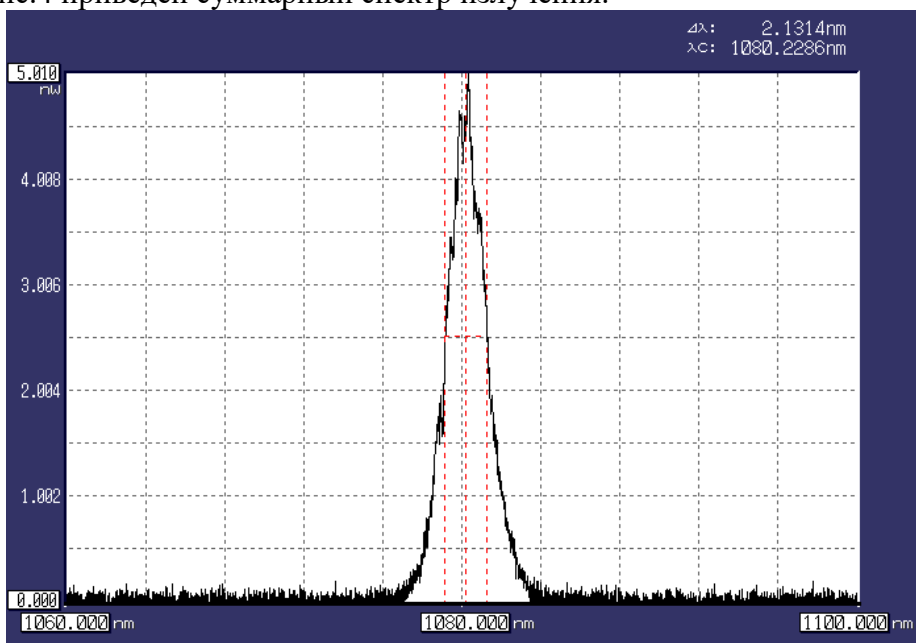


Рис. 4. Суммарный спектр излучения

Таким образом, получено, что максимальное значение мощности лазерного излучения составило 3,1 кВт. Потенциальная возможность увеличения мощности с помощью сигнального оптоволоконного объединителя, используемого в работе, до 10 кВт. Показаны основные особенности использования оптоволоконных объединителей для суммирования излучения.

1. J. Dawson, etal, *Opt. Express*. **16**, 13240-13266, (2008).

ОЦЕНКА ОТСЧЕТОВ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ ФОТОПРИЕМНИКОМ С КОНЕЧНОЙ АПЕРТУРОЙ

Бондарь П. В., Москалец Д. О.

Факультет радиотехники и телекоммуникаций,
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

Проведена оценка влияния конечной апертуры реальных фотоприемников в устройствах спектрального анализа оптических и радиосигналов.

Идеальный точечный фотоприемник (ФП) [1], который имеет бесконечно малую апертуру и бесконечную чувствительность, используется для описания работы множества устройств оптической обработки сигналов. Такая модель ФП не учитывает его реальные характеристики, поэтому представляет интерес учет влияния ФП с конечной апертурой на работу устройств обработки оптических сигналов.

Выходной сигнал (электрический ток), получаемый в идеальном точечном ФП, расположенном в начале координат ($x = 0$), можно описать формулой:

$$I_i = C \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{E}(x,t)|^2 \delta(x) dx, \quad (1)$$

где $\dot{E}(x,t)$ – комплексная амплитуда падающего светового поля в зависимости от пространственной координаты x и времени t , C – коэффициент пропорциональности, $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака.

Выходной сигнал спектрального прибора с реальным ФП:

$$I_r = C \int_{-\infty}^{\infty} f(x,t) g(x,a) dx, \quad (2)$$

где $f(x,t) = |\dot{E}(x,t)|^2$ – аппаратная функция (АФ) идеального анализатора спектра, $g(x,a)$ – простая функция апертуры ФП, a – размер апертуры.

Согласно теореме Парсеваля:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x,t) g(x,a) dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{F}(p,t) G^*(p,a) dp, \quad (3)$$

где $\dot{F}(p,t)$ и $G^*(p,a)$ – преобразование Фурье и комплексное сопряжение преобразования Фурье для $f(x,t)$ и $g(x,a)$, соответственно; p – пространственная частота.

Представим $G^*(p,a)$ в виде ряда Тейлора в окрестности точки $p = 0$ ($p = 0$ выбрано, потому что $\max |G^*(p,a)| = |G^*(0,a)|$) [2]:

$$G^*(p,a) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n G^*(p,a)}{dp^n} \Big|_{p=0} \frac{1}{n!} p^n. \quad (4)$$

Тогда, учитывая выражения (3) и (4), выражение (2) можно представить в виде:

$$I_r = \frac{C}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{F}(p,t) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{d^n G^*(p,a)}{dp^n} \Big|_{p=0} \frac{1}{n!} p^n dp.$$

Ошибку вычисления тока ФП можно оценить по формуле:

$$\Delta I = I_r - I_i$$

Было произведено моделирование системы с реальными одномерными ФП (рисунок). Полагалось, что АФ описывается формулой $f(x,t) = B \operatorname{sinc}^2(bx)$ [1,3], где B и

b – константы; что функция апертуры описывается формулой $g(x, x_0, a) = \begin{cases} A, & |x - x_0| \leq a \\ 0, & |x - x_0| > a \end{cases}$, где A – константа, $2a$ – полная апертура ФП, x_0 – положение центра ФП.

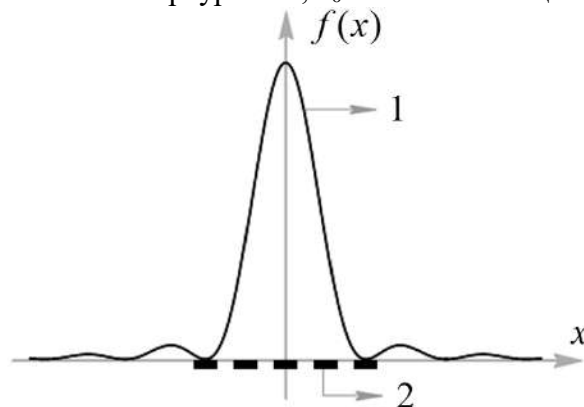


Рисунок. Модель системы с реальными ФП. 1 – аппаратная функция, 2 – матрица фотоприемников.

Получены оценки зависимости тока реального ФП от нормированного размера апертуры $\frac{ba}{\pi}$, количества членов разложения m для ряда $\sum_{n=0}^m \frac{d^n G^*(p, a)}{dp^n} \Big|_{p=0} \frac{1}{n!} p^n$, положения центра ФП x_0 . Нормированное значение $\frac{ba}{\pi} = 1$ соответствует случаю, когда один ФП с центром в точке $x_0 = 0$ занимает весь основной лепесток АФ.

Наибольший интерес представляют значения $\frac{ba}{\pi}$ и x_0 , соответствующие случаю, когда в главном лепестке АФ помещается не менее 5 ФП (согласно теореме отсчетов [4]), т. е. $\frac{ba}{\pi} \in [0; 0.5]$ ($\frac{ba}{\pi} = 0.5$ означает, что фотоприемники расположены вплотную друг к другу) и $x_0 = \left\{ -\frac{\pi}{b}; -\frac{\pi}{2b}; 0; \frac{\pi}{2b}; \frac{\pi}{b} \right\}$.

1. А.Ю. Гринев, К.П. Наумов, Л.Н. Пресленев, Д.В. Тигин, В.Н. Ушаков, *Оптические устройства в радиотехнике*, (2008).
2. Д.О. Москалец, О.Д. Москалец, *Материалы конференции «Lasers. Measurements. Information 2012»*, **3**, 219, (2012).
3. В.И. Казаков, А.С. Курьлева, Д.О. Москалец, О.Д. Москалец, *Proc. of SPIE*, **10680**, 1068025-1 – 1068025-19 (doi: 10.1117/12.2306748), (2018).
4. Д.О. Москалец, *Материалы конференции «Фундаментальные проблемы оптики» «ФПО – 2018»*, 92, (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГА ВЫСОКОКОНТРАСТНЫХ РЕЗОНАНСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ АБСОРБЦИИ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЯ К АТОМНОЙ МАГНИТОМЕТРИИ

Новокрещенов А.С.*, Бражников Д.В.***,
Игнатович С.М.*, Скворцов М.Н.*

*Институт лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

**Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

Исследуется новая конфигурация световых полей для наблюдения узких и высококонтрастных резонансов электромагнитно-индуцированной абсорбции в газе атомов щелочных металлов. Предложен новый метод атомной магнитометрии, основанный только на измерении сдвига магнито-оптического резонанса.

Магнитометрия находит множество важнейших приложений в современной физике, медицине, биологии, геофизике, материаловедении, разведке полезных ископаемых, детектировании гравитационных волн и др. Сегодня множество лабораторий по всему миру разрабатывают различные типы магнитометров нового поколения.

В течение многих лет сверхпроводящая SQUID технология обеспечивала наилучшую чувствительность для измерений магнитного поля. Несколько лет назад оптические атомные магнитометры перехватили пальму первенства [1]. Вероятно, с этого времени квантовые атомные магнитометры пережили свое второе рождение. В настоящее время в области атомной магнитометрии есть множество направлений развития, различных идей и предложений. В настоящей работе рассматриваются новые возможности развития так называемой Ханле-магнитометрии. Несмотря на то, что первые эксперименты в этом направлении начались Вильгельмом Ханле на заре квантовой механики, сегодня это направление привлекает внимание благодаря некоторым ключевым улучшениям (например, [2-4]).

В настоящий момент Ханле-магнитометры не обеспечивают такую высокую чувствительность, как атомные SERF магнитометры [1]. Тем не менее, они обладают рядом преимуществ. К примеру, это довольно простая технология, не требующая частотной модуляции лазерного излучения, применения микроволнового поля и сложной электроники, как для целого ряда других типов атомных магнитометров. Ханле-магнитометры могут быть весьма компактными и работать даже без использования магнитных экранов, потребляя при этом мало энергии (< 1 Вт). Более того, чувствительность Ханле-магнитометров может быть улучшена, а размер уменьшен благодаря применению последних достижений в лазерной спектроскопии. В частности, одно из таких достижений было недавно продемонстрировано в работе [5]. Оно состоит в наблюдении резонанса электромагнитно-индуцированной абсорбции (ЭИА), обладающим весьма высоким контрастом (десятки %) при достаточно узкой ширине на уровне нескольких мГц.

В работе [5] экспериментально испытывалась довольно простая и эффективная схема наблюдения, основанная на ячейке с парами рубидия, облучаемая двумя встречными световыми пучками (пробный пучок и пучок накачки) с ортогональными линейными поляризациями. Высококонтрастные резонансы электромагнитно-индуцированной абсорбции наблюдались на оптическом переходе $F_g=2 \rightarrow F_e=1$ в D_1 линии. Несмотря на то, что были получены ЭИА резонанса с высокими характеристиками, было очевидно, что предложенную схему можно модифицировать с целью дальнейшего улучшения результатов. В частности, одна из возможных

модификаций касается использования паров цезия вместо паров рубидия. Атомы цезия обладают большим сверхтонким расщеплением возбужденного состояния (1.168 ГГц в цезии против 0.817 ГГц в ^{87}Rb), что позволяет использовать большие давления буферного газа с сохранением спектрального разрешения всех оптических переходов D_1 линии. Другая модификация касается использования диафрагмы для уменьшения диаметра пробного пучка. Эта простая мера оказалась довольно эффективной для увеличения контраста нелинейных резонансов. В частности, эксперименты продемонстрировали контраст ЭИА резонанса по отношению к сигналу прохождения вне резонанса на уровне 75% и контраст по отношению к доплеровской подложке более 1600%. Такие сверхвысокие значения контраста наблюдаются с относительно небольшой шириной резонанса (\sim мГц), что в совокупности указывает на то, что наблюдаемые нелинейные сигналы являются наилучшими по отношению к результатам других конфигураций световых полей, исследованных ранее.

В принципе, наблюдаемые высококонтрастные сигналы резонанса ЭИА могут быть напрямую применены в Ханле-магнитометрии [4]. Однако, результаты теоретических расчетов и проведенные эксперименты выявили асимметрию и сдвиг магнито-оптического резонанса, связанные с остаточным (паразитным) магнитным полем в газовой кювете, не скомпенсированным магнитными экранами (см. также работу [6]). Мы получили аналитическое выражение для сдвига резонанса, а также разработали новый метод измерения всех трех компонент магнитного поля только за счет изучения поведения сдвига нелинейного резонанса в зависимости от величины известного магнитного поля, создаваемого соленоидами.

Полученные результаты важны для дальнейшего развития Ханле-магнитометров, а также могут быть использованы для разработки магнито-оптических переключателей – устройств, позволяющих слабыми магнитными полями (\sim 1 мГц) эффективно управлять интенсивностью лазерного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-32-00707).

1. I.K. Komonis, T.W. Kornack, J.C. Allred, M.V. Romalis, *Nature (London)*, **422**, 596-599, (2003).
2. A. Kastler, *Nucl. Instrum. Methods*, **110**, 259-265, (1973).
3. S. Gateva, E. Alipieva, L. Petrov, E. Taskova, G. Todorov, *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **10**, 98-103, (2008).
4. A. Papoyan, S. Shmavonyan, A. Khanbekyan, K. Khanbekyan, C. Marinelli, E. Mariotti, *Appl. Opt.*, **55**, 892-895, (2016).
5. D.V. Brazhnikov, S.M. Ignatovich, V.I. Vishnyakov, M.N. Skvortsov, Ch Andreeva, V.M. Entin, I.I. Ryabtsev, *Las. Phys. Lett.*, **15**, 025701, (2018).
6. А.В. Тайченачев, Д.В. Бражников, А.С. Новокрещенов, *Изв. РАН. Сер. физ.*, **81**, №12, 1634-1641, (2017).

ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ДИНАМИКА ФОТОВОЗБУЖДЕНИЙ В ГИБРИДНЫХ АССОЦИАТАХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО

Смирнов М.С., Буганов О.В.*, Тихомиров С.А.*, Овчинников О.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

*Институт физики им. Б.И. Степанова национальной академии наук Беларуси, г. Минск, Беларусь

Методами время-разрешённой спектроскопии наведённого поглощения, люминесценции в гибридных ассоциатах квантовых точек CdS и метиленового голубого (MB⁺) установлен безызлучательный перенос энергии от центров люминесценции к мономерам MB⁺ и от экситона к формам MB^{*}, MBOH^{*}

Исследование оптических свойств коллоидных квантовых точек (КТ) и наноструктур, сконструированных на их основе, является одним из актуальных направлений современной нанофотоники. Динамика электронных возбуждений в подобных структурах имеет принципиальное значение для понимания основных каналов их переноса и распада.

В данной работе приведены закономерности фемтосекундной динамики распада возбуждений для гибридных ассоциатов коллоидных КТ CdS, покрытых тиогликолевой кислотой (КТ CdS/TGA) и катионного красителя метиленового голубого (MB⁺).

Для синтеза КТ CdSCd²⁺/TGA прекурсор готовили смешиванием раствора CdBr₂ и TGA, с доведением pH до 8. Далее добавляли Na₂S в качестве источника серы. Очистку КТ осуществляли центрифугированием и повторным растворением в воде. Гибридные ассоциаты получали смешиванием растворов MB⁺ с КТ CdS/TGA.

На рис. 1 также представлены ПЭМ фотографии и гистограммы распределения по размеру для КТ CdS. Средний размер КТ составлял около 3.2 нм. Спектры оптического поглощения демонстрируют размерный эффект. Полоса экситонного поглощения расположена в области 3.02 эВ (410 нм). Таким образом, полученные образцы представляют собой коллоидные нанокристаллы CdS со структурой сфалерита, пассивированные TGA.

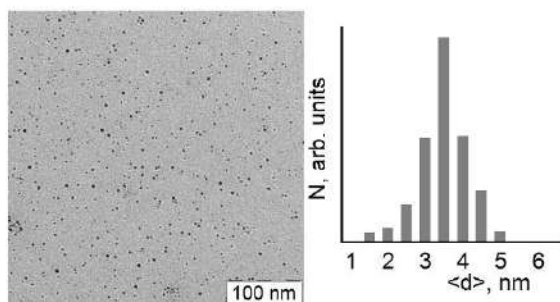


Рис. 1. ПЭМ изображения КТ CdS и гистограммы распределения по размерам

На рис. 2 представлены спектры поглощения водных растворов коллоидных КТ CdS/TGA и гибридных ассоциатов с MB⁺. В спектрах поглощения гибридных ассоциатов присутствуют полосы поглощения, обусловленные поглощением в основное состояние экситона в КТ CdS/TGA (400 нм) и переходами, наблюдаемыми в молекулах MB⁺ (рис. 2, кр2-5). Наблюдали две полосы в спектре поглощения молекул MB⁺. Первая - с максимумом 676 нм поглощение мономерной формы, вторая - 606 нм димерная форма.

При ассоциации MB⁺ с КТ CdS/TGA, в спектре поглощения усиливается интенсивность коротковолновой полосы. Это проявление ассоциации MB⁺ с КТ. Сборке димеров [MB⁺]₂ в водном растворе при самых минимальных концентрациях

препятствует заряд катион-радикала MB^+ . Этот заряд, компенсируется отрицательным зарядом карбоксильной группы COO^- , TGA покрывающей КТ CdS. Обнаружен длинноволновый сдвиг максимумов полос поглощения MB^+ при ассоциации с КТ CdS/TGA по сравнению с водными растворами MB^+ от 662 к 676 нм и от 606 к 614 нм, что также является проявлением гибридной ассоциации.

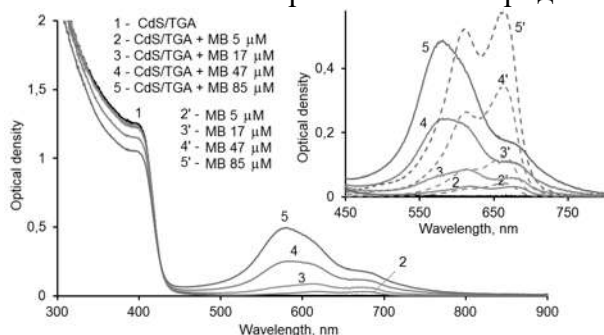


Рис. 2. Спектры поглощения растворов КТ CdS/TGA и гибридных ассоциатов с молекулами MB^+

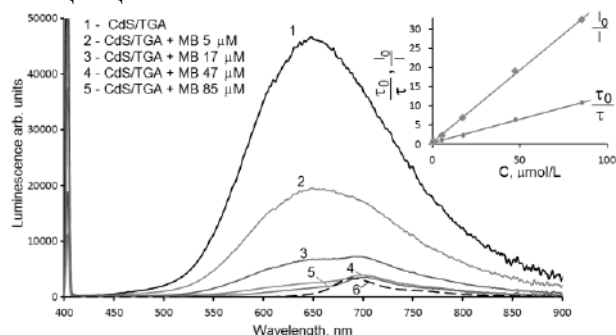


Рис. 3. Спектры люминесценции растворов КТ CdS/TGA и ассоциатов с молекулами MB^+

При сборке ассоциатов интенсивность рекомбинационной люминесценции снижается и проявляется полоса люминесценции MB^+ при 700 нм. Используя данные о тушении люминесценции КТ построили диаграмму Штерна-Фольмера (врезка к рис. 3)

$$\frac{I_0}{I} = 1 + k_q \tau_0 [C] = 1 + K_{S-V} [C] \quad (1)$$

где $K_{S-V} = 0.37 \cdot 10^6 \text{ M}^{-1}$. Тушение люминесценции КТ CdS и разгорание люминесценции MB^+ при ассоциации указывает на безызлучательный перенос энергии.

На рис. 4 представлены кривые затухания люминесценции КТ CdS/TGA и их ассоциатов с MB^+ . Кривые затухания люминесценции неэлементарны и могут быть представлены суммой нескольких экспонент. При ассоциации КТ с молекулами MB^+ затухание люминесценции ускоряется. Аппроксимация экспериментальных кривых суммой 4-х экспонент позволяет определить среднее время затухания люминесценции:

$$I(t) = \sum_i a_i \exp[-t/\tau_i], \quad \langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty t f(t) dt}{\int_0^\infty f(t) dt} = \frac{\sum_i a_i \tau_i}{\sum_i a_i} \quad (2)$$

Оно оказалось для КТ CdS/TGA 187 ± 5 нс. Определённые значения среднего времени жизни люминесценции составили 117 нс, 60 нс, 27 нс, 16 нс для ассоциатов с концентрацией вносимого MB^+ 5, 17, 47, 85 μM , использованные для построения диаграммы Штерна-Фольмера, учитывающей только динамическое тушение (рис. 3, врезка). Константа Штерна-Фольмера, определённая с использованием выражения:

$$\frac{\tau_0}{\tau} = 1 + k_{dyn} \tau_0 [C] = 1 + K_{dyn}^{S-V} [C], \quad (3)$$

равна $K_{dyn}^{S-V} = 0.13 \cdot 10^6 \text{ M}^{-1}$, т.е. в 3 раза меньше константы Штерна-Фольмера

K_{S-V} , определённой по тушению рекомбинационной люминесценции. Обнаруженное расхождение в значениях констант Штерна-Фольмера, указывает на существование дополнительных более быстрых каналов распада электронных возбуждений в КТ, исследование которых осуществлено методикой наведённого поглощения с фемтосекундным разрешением.

На рис. 4 представлены спектры наведённого поглощения для ассоциатов КТ CdS/TGA и MB^+ . Обнаружена полоса фотоотбеливания в области около 410 нм обусловленная возбуждением экситона в КТ, динамика в максимуме представлена на врезке к рис 5. Также обнаружена полоса с максимумом 565 нм, которая после

импульса возбуждения постепенно нарастает в течение 200 пс. Динамика в полосе при 410 нм может быть аппроксимирована суммой двух экспонент:

$$\Delta D(t) = -0.066 \cdot \exp[-t/5.5] - 0.115 \cdot \exp[-t/50] \quad (3)$$

где время измеряется в пс. Оценка, основанная на статистике Пуассона с учётом среднего числа поглощённых фотонов одной КТ, указывает на связь быстрой компоненты с возбуждением биэкситона. Медленная – распадом экситона при локализации носителей заряда на центр люминесценции.

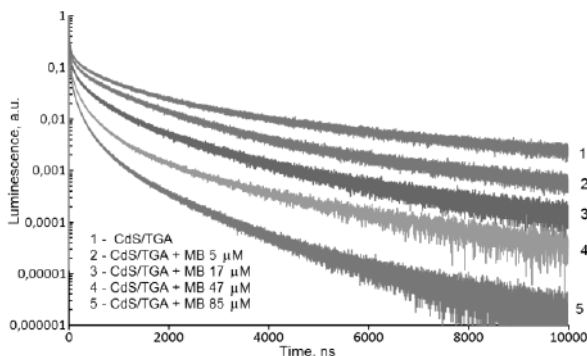


Рис. 4. Кривые затухания люминесценции коллоидных квантовых точек CdS/TGA и ассоциатов с MB⁺

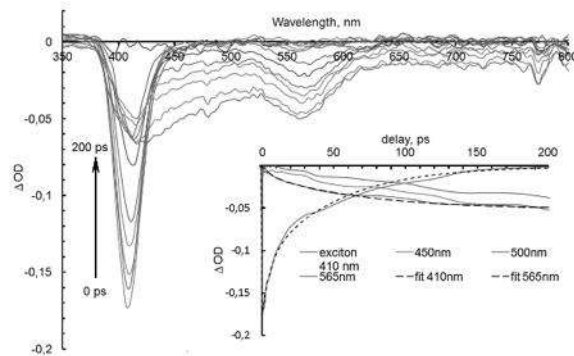


Рис. 5. Спектры наведённого поглощения ассоциатов КТ CdS/TGA и MB⁺. На врезке кривые восстановления поглощения

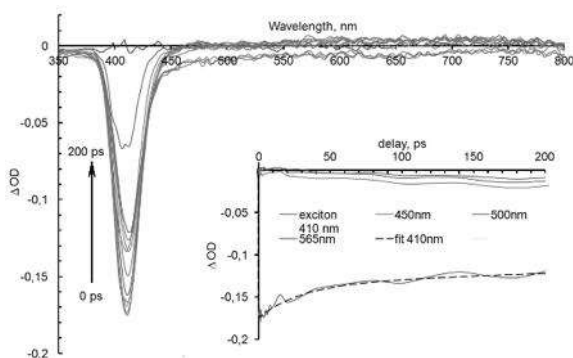


Рис. 6. Спектры наведённого поглощения КТ CdS/TGA. На врезке кривые восстановления поглощения

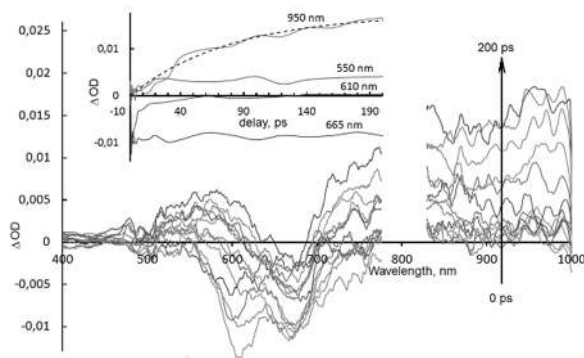


Рис. 7. Спектры наведённого поглощения водного раствора MB⁺. На врезке приведена кривые восстановления поглощения раствора MB⁺

Из сопоставления данных в полосе при 410 нм видно, что восстановление поглощения для ассоциатов в экситонной полосе КТ происходит значительно быстрее (рис. 5), чем в чистых КТ CdS (рис. 6). За 100 пс сигнал падает примерно в 11 раз для ассоциатов, а для КТ CdS эта величина достигает всего 1.35 раза.

Ускорение распада наведённого просветления в полосе при 410 нм происходит синхронно с ростом просветления в области 450-600 нм. Этой полосе в спектре стационарного поглощения соответствует широкий максимум. Согласно литературным данным этот максимум относят, как правило, к радикальной MB-OH или MB⁰ формам. Примечательно, что полоса просветления, соответствующая мономерной и димерной формам красителя MB⁺ в спектрах наведённого поглощения ассоциатов не проявляются в отличие от растворов MB⁺ (рис.7).

Таким образом, полученные данные свидетельствуют о формировании быстрого канала распада электронных возбуждений, обусловленного переносом возбуждения от экситона к восстановленным формам красителя MB[•] и MBON[•], которые обеспечивают конкуренцию с безызлучательным резонансным переносом энергии от центра рекомбинационной люминесценции в КТ к молекулам MB⁺.

Работа поддержана грантом РФФИ(№18-52-00037 Бел_а) и БРФФИ(№ F18R-202).

МЕХАНИЗМ ИЗМЕНЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ЗА СЧЕТ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ВИБРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДВУХУРОВНЕВОЙ АТОМНОЙ СИСТЕМЕ

Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрен механизм изменения кинетической энергии в двухуровневой атомной системе под действием прямоугольных лазерных импульсов в условиях оптического шарк-эффекта. Механизм передачи энергии в движущейся электрон-фотонной системе основан на появлении колебательной моды с частотой Раби в движении центра масс атомной системы. В условиях неадиабатичности электрон-ядерного взаимодействия получены аналитические выражения для волновых функций и энергий фотоиндуцированных вибронных состояний. Определены закономерности влияния параметров лазерного импульса взаимодействующего с двухуровневой атомной системой на изменение кинетической энергии.

Появление вибронных линий в оптических спектрах характерно для многоатомных систем – твердотельных материалов и молекул, и обусловлено наличием богатых колебательных спектров [1, 2]. В отличие от многоатомных систем одиночные атомы не имеют колебательных мод, а, следовательно, и условий для образования вибронной связи. Однако, в присутствии внешнего поля ситуация может измениться. Например, электрическое, магнитное или электромагнитное поле можно использовать для ограничения трансляционного движения одиночных ионов и нейтральных атомов, что приводит к их осцилляции в потенциале внешнего поля [3, 4]. Создание связи между внешними (колебательными) и внутренними (электронными) степенями свободы с помощью электромагнитного излучения позволяет трансляционно охлаждать или нагревать атомные системы, изменяя параметры связывающего излучения. Вместе с тем, возникновение колебательной моды атомной системы во внешнем потенциале хорошо описывается в рамках адиабатического приближения, что позволяет говорить об отсутствии вибронной связи в ее классическом определении в этом случае.

В настоящей работе развита квантово-механическая теория возникновения вибронных состояний в одиночном нейтральном атоме под действием мощного электромагнитного импульса в условиях оптического шарк-эффекта. В этом случае под действием поля электромагнитной волны возникают рабиевские осцилляции электронной плотности, а также происходит расщепление электронных уровней (снятие вырождения в электрон-фотонной системе). Осцилляции электронной плотности приводят к возникновению колебаний с частотой Раби ядра атома, которое имеет разное положение в пространстве для основной и возбужденной электронной конфигурации. При этом частота ядерных колебаний резонансна частоте электронного перехода между расщепленными электромагнитным полем электронными уровнями, что приводит к смешиванию этих уровней ядерным движением, а, следовательно, к возникновению вибронных состояний.

В настоящей работе получены выражения для волновых функций и энергий вибронных состояний в базисе дважды одетых (электромагнитным полем и электронно-колебательным взаимодействием) состояний в двухуровневой атомной системе. Показано, что установление фотоиндуцированной вибронной связи позволяет изменять кинетическую энергию движущегося атома с помощью электромагнитного импульса. При частоте излучения меньше частоты электронного перехода (положительная расстройка) кинетическая энергия под действием импульса

уменьшается на величины кванта ядерного колебания. При частотах больших частоты электронного перехода кинетическая энергия увеличивается. Изменяя интенсивность электромагнитного импульса, можно уменьшать или увеличивать энергию колебаний ядра, т.е. определять энергию, которую требуется добавить или отнять от кинетической энергии атома.

1. I.B. Bersuker, V.Z. Polinger, *Vibronic Interactions in Molecules and Crystals*, Springer, Berlin, (1989).
2. A.V. Ivanov, *JOSA B*, **35**, 20-29, (2018).
3. W.D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721, (1998).
4. C.E. Wieman, D.E. Pritchard, D.J. Wineland, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S253, (1999).

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ГОЛОГРАММНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

Шульга А.А.

АО «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Приведено описание установки для измерения коэффициентов пропускания и отражения фазовых голограммных решеток, используемых для голографических коллиматорных прицелов, изложены основные задачи, возникающие при измерениях и пути их решения

Оптические характеристики голографических коллиматорных прицелов определяются характеристиками фазовой голограммы, входящей в схему прицела. Качество изготовления голограммной решетки определяется по ряду параметров; в работе рассматривались два из них – спектральные коэффициенты пропускания и отражения. Дальнейшее рассмотрение будет приведено для измерения коэффициента пропускания, измерения коэффициента отражения проводятся аналогично.

Для измерения коэффициентов пропускания и отражения была собрана установка, состоящая из источника излучения с оптической системой, формирующей пучок с заданными параметрами, стоек для установки решетки и приемного устройства. Решетка работает в первом порядке дифракции. В прицеле решетка установлена под углом 37° относительно направления падения излучения на решетку. Поэтому при измерении решетка устанавливалась под таким же углом и коэффициенты измерялись в первом порядке дифракции, которые можно было наблюдать визуально как наиболее яркие. Для измерения коэффициента отражения необходимо измерить отраженный поток (рис. 1), поэтому приемное устройство помещается на плоском держателе, который не крепится в установке, а потому его легко повернуть на нужный угол и переставить, в случае измерения коэффициента отражения. Таким образом, узлы установки устанавливаются на плоскую твердую поверхность. Исследуемая голографическая решетка устанавливается в держателе, а фотоприемное устройство переставляется в зависимости от измеряемой части потока.

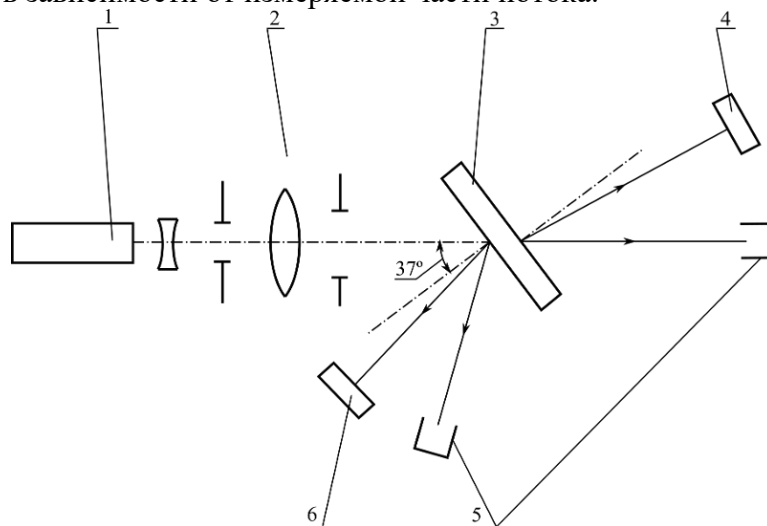


Рис. 1. Схема установки для измерения коэффициентов отражения и пропускания: 1 – источник излучения, 2 – расширяющая система с ограничительными диафрагмами, 3 – голограммная дифракционная решетка, 4 – приемник излучения прошедшего сигнала, 5 – ловушки для излучения нулевого порядка, 6 – приемник излучения отраженного сигнала

Оценка характеристик голограммы производилась по измеренной зависимости коэффициента пропускания и отражения решетки от длины волны. Необходимо было убедиться, что коэффициент пропускания на рабочей длине волны, равной 532 нм,

имеет максимальное значение, поэтому было измерено пропускание на соседних длинах волн – 405 и 650 нм. В качестве источников излучения были использованы полупроводниковые лазеры, работающие в непрерывном режиме. Поскольку в непрерывном режиме работы лазерное излучение нестабильно из-за большой плотности тока, необходимо было подобрать такие параметры питающей схемы, чтобы обеспечить его стабильную работу в течение определенного времени и в то же время попасть в диапазон измерений фотоприемного устройства. В результате, мощность лазера была выбрана 12 мкВт.

Поскольку измеряемый сигнал был сравним с фоновым излучением, в установке необходимо было полностью устранить постороннюю засветку. Для этого формирующая оптическая система была помещена между двумя непрозрачными экранами с отверстиями, а перед фотоприемным устройством устанавливался тубус. Фотоприемное устройство устанавливалось на удалении от решетки, достаточном для того, чтобы дифракционные порядки наблюдались отдельно и соседние порядки не попадали на приемную площадку. Размер решеток 26×35 мм, для получения изображения прицельной марки необходимо было сформировать широкий пучок, который бы покрывал практически всю поверхность пластинки. Для этого перед лазером была собрана телескопическая система, формирующая пучок с диаметром ~ 23 мм. Площадь приемника должна полностью принять падающий поток, поэтому был выбран селеновый фотоэлемент, площадь которого превышает диаметр пучка. Общий вид установки представлен на рис. 2.

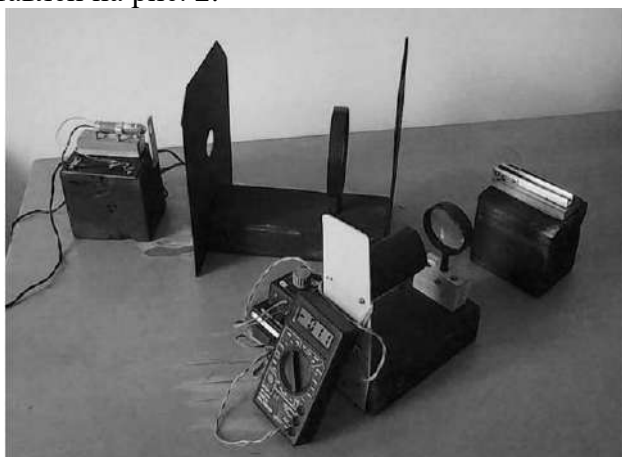


Рис. 2. Общий вид установки, собранной на оптическом столе. Подставки под решетку и фотоприемники свободно перемещаются по поверхности стола и могут устанавливаться под любыми углами к падающему излучению

Фотоэлемент включен в схему с операционным усилителем без дополнительного смещения, обеспечивающем линейность в широком динамическом диапазоне и минимальный темновой ток [1]. В операционном усилителе напряжение на фотодиоде поддерживается постоянным при изменении тока. Пределы измерения меняются переключением сопротивлений в цепи обратной связи в пределах 100 кОм – 5 МОм. Чувствительность селенового фотоэлемента с радиометром составила 0,12 А/Вт. Таким образом, фотоприемное устройство может измерить ослабленную менее 10 % мощность излучения лазера. При отсчете 10 делений и максимальном сопротивлении нагрузки фотодиода измеряемый коэффициент пропускания составляет доли процента, отсюда диапазон измерения установки 0,001 – 1,0.

Измеренные коэффициенты пропускания решеток для длин волн 405, 532 и 650 нм соответственно составили 0,57, 0,72, 0,53, отражения – 0,04, 0,08, 0,06.

1. Э.В. Кувалдин, А.А. Шульга, *Сборник трудов XIII Международной конференции «Прикладная оптика – 2018»*, 2, 148-152, (2018).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag_2S , ПАССИВИРОВАННЫХ ТИОГЛИКОЛЕВОЙ КИСЛОТОЙ

Овчинников О.В., Смирнов М.С., Гревцева И.Г., Перепелица А.С.,
Асланов С.В., Хохлов В.Ю.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», г. Воронеж, Россия

Проанализированы размерные зависимости и характер люминесценции коллоидных квантовых точек Ag_2S средними размерами 1.7 - 2.7 нм, наблюдаемой в области 620 – 1000 нм в различных условиях пассивации интерфейсов тиогликолевой кислотой. Установлено уменьшение интенсивности фотолюминесценции при длительном воздействии возбуждающих квантов.

Полупроводниковые коллоидные квантовые точки (КТ), благодаря своим размерно-зависимым спектрам оптического поглощения и люминесценции, высокому квантовому выходу люминесценции перспективны для использования в различных приложениях квантовой сенсорики [1, 2]. Определенные ограничения накладывает возможность деградации люминесценции КТ под действием облучения [3, 4]. При интенсивном лазерном возбуждении изменяется квантовый выход люминесценции коллоидных КТ. В одних случаях наблюдают эффект разгорания фотолюминесценции КТ [3]. В других - имеет место ее обратимая или необратимая деградация [4]. Увеличение вероятности безызлучательных переходов в таком случае может приводить к уменьшению интенсивности люминесценции. Возможен также отрыв поверхностных лигандов или окружающих молекул, увеличение концентрации оборванных связей и гашение люминесценции. Понимание причин и механизмов фотодеградации люминесцентных свойств КТ открывает возможности для управления параметрами их люминесценции.

В данной работе основное внимание уделено анализу люминесцентных свойств коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ малых размеров (1.7 – 2.7 нм), особенностей их пассивации, а также фотостабильности люминесценции под действием возбуждающих квантов. При этом существенное внимание уделено анализу ИК спектров поглощения КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$.

Коллоидные КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ создавали в рамках водной методики синтеза. При этом осуществляли подбор условий синтеза, которые обеспечили формирование КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ с различным расположением полос оптического поглощения и фотолюминесценции. Структурные исследования образцов КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ выполняли методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), включая ПЭМ высокого разрешения. Анализа ПЭМ-изображений, свидетельствует о формировании КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ средними размерами 1.7 - 2.7 нм и дисперсией, составляющей преимущественно 20% в условия избытка серы. Синтез КТ в условиях, исключая избыток серы, обеспечивает формирование нанокристаллов размерами около 2.0 нм и дисперсией около 12%. Данные ПЭМ высокого разрешения показали дифракцию на (031) атомных плоскостях нанокристаллов Ag_2S с моноклинной решеткой (пространственная группа $P2_1/c$).

Спектры оптического поглощения исследуемых образцов представляли собой широкие полосы, характерные для полупроводниковых КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ с особенностью в области от 1.55 до 3.1 (± 0.01) эВ, обусловленной наиболее вероятными экситонными переходами. Определение положения таких спектральных особенностей (перегибов) осуществляли по минимуму второй производной спектра оптического поглощения по энергии кванта. Таким образом, значения наиболее вероятных оптических переходов в оптическом поглощении для исследуемых образцов превышали на 0.6-2.1 эВ ширину

запрещенной зоны массивных кристаллов Ag_2S с моноклинной кристаллической структурой (1.0 эВ).

Наблюдаемая разница вызвана размерным эффектом в спектрах оптического поглощения. Оценки размера КТ, выполнены с помощью формулы КауанимаУ. Оказалось, что за возникновение аналогичных особенностей для всех исследованных образцов отвечают частицы сульфида серебра средним размером 2.43 нм (1.55 эВ), 2.29 нм (1.65 эВ), 2.1 нм (1.81 эВ), 2.0 нм (1.90 эВ), 1.85 нм (2.10 эВ), 1.73 нм (2.29 эВ), 1.42 нм (3.10 эВ), что согласуется с результатами анализа ПЭМ изображений.

При возбуждении излучением с длиной волны как 532 нм, так и 445 нм для коллоидных растворов КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ наблюдали полосы люминесценции с максимумами при 620 нм (1.85 нм), 660 нм (1.42 нм), 880 нм (1.73 нм), 900 нм (2.0 нм), 934 нм (2.1 нм), 960 нм (2.29 нм) и 1000 нм (2.43 нм). Полосы люминесценции, за исключением узкого экситонного пика при 620 нм, отличает значительный стоксов сдвиг полосы люминесценции относительно положения экситонного перехода в оптическом поглощении, составляющий около 0.8 – 1.1 эВ. Эта особенность свидетельствует о рекомбинационной природе наблюдаемого свечения. Полосы люминесценции в этом случае имеют размерную зависимость и при изменении среднего размера КТ от 2.7 нм до 1.7 нм испытывают коротковолновое смещение на 0.5 эВ. Эта особенность также является проявлением размерного эффекта, но уже в люминесценции. Сопоставление размерной зависимости пика рекомбинационной люминесценции с размерным эффектом для энергетических состояний проводимости и полностью заполненных состояний “валентной зоны” указывает, что наиболее вероятно рекомбинация свободных дырок с электронами, локализованными на центрах свечения.

Кинетика люминесценции оказалась мультиэкспоненциальной, что вызвано рекомбинационным характером свечения КТ Ag_2S . Характерные средние времена жизни люминесценции составили для полос 620 нм (1.0 нс), 660 нм (32.8 нс), 880 нм (2.0 нс), 900 нм (2.6 нс), 934 нм (3.2 нс), 960 нм (2.5 нс) и 1000 нм (3.3 нс).

Установлено, что по мере увеличения времени действия возбуждающего излучения на ансамбли коллоидных КТ Ag_2S , наблюдается деградация ИК люминесценции (рисунок). Характерные времена спада интенсивности ИК люминесценции для КТ Ag_2S под действием излучения с длиной волны 445 нм (100 мВт), приходящегося на область экситонного поглощения КТ Ag_2S , составляет 200-300 с. Наименее подверженными к фотодegradации люминесценции оказались КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$, обладающие экситонным свечением с максимумом спектра около 620 нм, а также рекомбинационные, люминесцирующие около 660 нм. Для остальных, обладающих ИК люминесценцией образцов в области 880 – 1000 нм, спад интенсивности люминесценции превышал 50%.

Фотодegradация ИК люминесценции возникает также при фотовозбуждении за краем собственного поглощения из полосы возбуждения фотолюминесценции. Это обстоятельство указывает на то, что центры люминесценции участвуют непосредственно в фотопроцессе в коллоидных КТ Ag_2S . Фотостимулированное падение квантового выхода люминесценции КТ Ag_2S оказалось обратимой преимущественно для образцов, обладающих ИК люминесценцией образцов в области 880 – 1000 нм. Интенсивность люминесценции восстанавливается почти до исходного значения в темноте в течение 22-24 часов.

Сокращение среднего времени жизни люминесценции КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$, достигающее 25-35 % и наблюдаемое при деградации их ИК люминесценции, указывает на возникновение дополнительных каналов тушения люминесценции. Вероятен безызлучательный резонансный перенос энергии электронного возбуждения непосредственно от центров ИК люминесценции в коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ к центрам тушения, возникающим при экспонировании образцов.

Уменьшение температуры образцов коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ с 300 К до 77 К

приводит к заметному замедлению процесса деградации интенсивности ИК люминесценции. За 1000 с спад интенсивности люминесценции не превышает 25% от ее первоначального значения. Это обстоятельство указывает на то, что деградация ИК люминесценции КТ Ag_2S происходит за счет фотохимической реакции, вероятно, связанной с начальной стадией фотолиза КТ, протекание которой при 77 К затруднено.

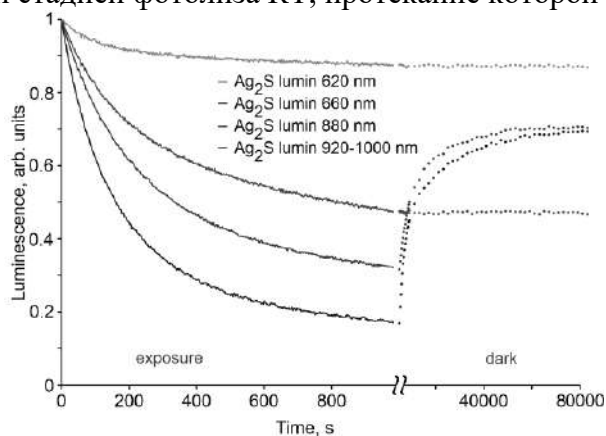


Рисунок. Временные зависимости интенсивности фотолюминесценции ансамблей коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ от времени воздействия возбуждающего излучения с длиной волны 445 нм мощностью 100 мВт при $T=300$ К. Пунктирной линией показано восстановление интенсивности фотолюминесценции КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ при выдерживании образцов в темноте

По ИК спектрам поглощения найдены также изменения в структуре молекулы TGA при глубокой фотозасветке, приводящей чаще всего к необратимой деградации ИК люминесценции образцов, вызванной разрушением пассивирующей оболочки и сопровождающегося появлением осадка в коллоидном растворе.

Таким образом, получены экспериментальные доказательства того, что в основе механизма фотодеградации ИК люминесценции коллоидных КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{TGA}$ лежит сложный фотохимический процесс, наблюдаемый вблизи интерфейса КТ. Найденная зависимость степени фотодеградации от условий пассивации КТ указывает на их участие в структуре центров рекомбинации и иницилируемых фотопроцессов. Процесс темнового восстановления фотолюминесценции при 300 К идет с энергией 0.88 эВ. Формирование центров безызлучательной рекомбинации может быть объяснено захватом неравновесных носителей заряда на локализованные состояния, включая центры ИК люминесценции и оборванные связи, взаимодействующие с молекулами TGA на интерфейсах КТ.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФ (№19-12-00266).

1. G. Hong, A.L. Antaris, H. Dai, *Nature Biomedical Engineering*, **1**, 1 – 22, (2017).
2. O.E. Semonin, J.M. Luther, M.C. Beard, *Materialstoday*, **15**, 508–515, (2012).
3. Y.Wang, Z. Tang, M.A. Correa-Duarte, I. Pastoriza-Santos, M. Giersig, N.A. Kotov, L.M. Liz-Marzán, *J. Phys. Chem. B*, **108**, 15461 – 15469, (2004).
4. N.E. Korsunskaya, M. Dybiec, L. Zhukov, [et al.], *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 876–881, (2005).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ ПО ИЗМЕРЕННОМУ КОЭФФИЦИЕНТУ ОТРАЖЕНИЯ

Шульга А.А.

АО «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен метод измерения показателя преломления стекол с использованием формулы Френеля, представлена установка для измерения коэффициентов отражения и пропускания светофильтров

Для измерения коэффициента преломления оптических стекол требуются применение сложных оптических приборов и высокая квалификация от оператора. Такие измерения трудоемки, требуют специальной подготовки образцов и могут быть выполнены узким кругом специалистов, однако часто измерение показателя преломления не требует высокой точности, и затрачиваемые на его измерение ресурсы не оправдывают себя. Представляет интерес определить приблизительно марку неизвестного стекла с дальнейшим уточнением общепринятыми методами. В работе был исследован более простой способ измерения показателя преломления через коэффициент отражения стекла. В основе метода лежит формула Френеля для нормального падения излучения на поверхность. Расчеты и эксперименты показали, что поляризационные эффекты можно не учитывать при углах отклонения от нормали до 10 градусов и формула для вычисления показателя преломления в данном случае будет иметь вид:

$$n_2 = \frac{n_1(1 + \sqrt{\rho})}{1 - \sqrt{\rho}},$$

где n_2 – показатель преломления оптического стекла, ρ – коэффициент отражения оптического стекла, n_1 – показатель преломления окружающей среды. Формула справедлива для непрозрачных образцов и при использовании отражения от одной поверхности образца. Для тонких образцов в измерениях необходимо учитывать переотражение излучения на гранях внутри образца, которые суммируются с отраженным от первой грани потоком. В качестве образца на рисунке приведен ход лучей в плоскопараллельной пластине. Отраженный пластинкой суммарный поток описывается формулой:

$$\Phi_r = \Phi_0 \rho + (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^2 \rho - (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^2 \rho^2 + (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^4 \rho^3 - (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^4 \rho^4 + \dots,$$

где Φ_0 – падающий на поверхность пластины поток, ρ – коэффициент отражения стекла, τ – коэффициент пропускания стекла.

Для расчета коэффициента отражения необходимо также учитывать коэффициент пропускания стекла, который будет входить в формулу для суммарного прошедшего через светофильтр потока:

$$\Phi_t = (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau - (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau \rho + (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^3 \rho^2 - (\Phi_0 - \Phi_0 \rho) \tau^3 \rho^3 + \dots,$$

Поток от третьего и последующего отражений можно не учитывать, поскольку он дает пренебрежимо малый вклад. Учитывая вышеизложенное, в результате математических операций, для расчета коэффициента отражения стекла получено квадратное уравнение:

$$R \rho^2 - \rho(2R + 1 + T^2) + R = 0,$$

где $R = \Phi_r / \Phi_0$ – коэффициент отражения образца, $T = \Phi_t / \Phi_0$ – коэффициент пропускания образца.

Таким образом, для расчета показателя преломления, необходимо измерить поток, падающий на образец Φ_0 , суммарный отраженный поток Φ_r и суммарный прошедший поток Φ_t .

Для измерений необходимо использовать источник с параллельным ходом лучей, т.к. в ином случае, невозможно будет предсказать ход лучей в измеряемом стекле. Учитывая приведенные выше требования, была собрана установка, состоящая из источника излучения – полупроводникового лазера на длине волны $\lambda=650$ нм и мощностью 1,5 мВт, – и фотоприемного устройства [1], состоящего из фотодиода и радиометра. Регулировка чувствительности производится переключением сопротивлений нагрузки от 100 кОм до 5 МОм в цепи обратной связи операционного усилителя радиометра. Такое устройство позволяет измерить с воспроизводимостью 0,1% десятые доли от мощности источника, однако верхний предел такого устройства ограничен током насыщения фотодиода и равен примерно 10^{-5} Вт. Чтобы измеряемая мощность падающего на стекло излучения не превышала пределы измерения фотоприемного устройства, был применен дополнительный ослабитель перед лазером с коэффициентом пропускания 0,0023.

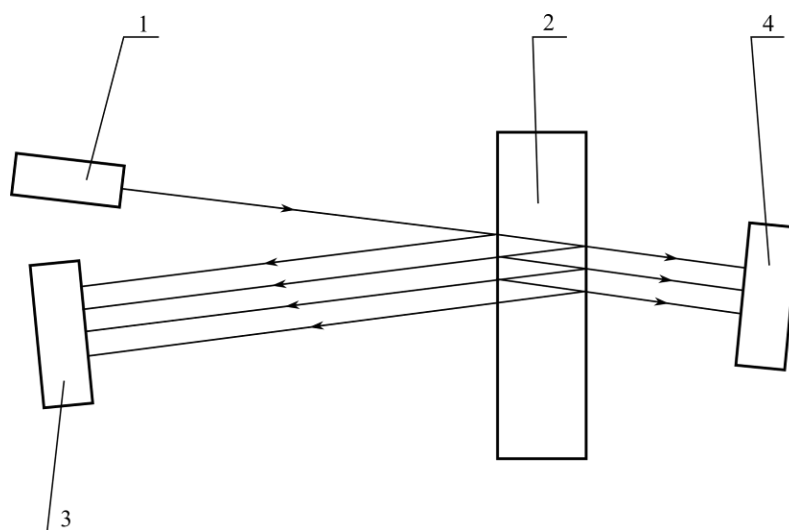


Рисунок. Ход лучей в установке и схема измерений: 1 – источник излучения, 2 – плоскопараллельная пластинка, 3 – фотоприемное устройство для измерений отраженного потока, 4 – фотоприемное устройство для измерения прошедшего потока

Конфигурация установки выбирается исходя из геометрических размеров элементов таким образом, чтобы узлы установки не перекрывали ход лучей в системе и соблюдались требования к углу падения. В качестве образцов использовались стандартные светофильтры из Каталога цветных стекол, результаты измерения которых позволили оценить возможности установки.

В таблице 1 приведены измеренные значения показателя преломления n_m и известные значения из Каталога цветного стекла n_c [2] нейтральных стекол, а также относительная погрешность измерений.

	НС-6	НС-3	НС-12
n_m	1,484	1,479	1,496
n_c	1,502	1,526	1,527
$\delta, \%$	1,2	3,1	2,1

Таблица 1. Сравнение измеренных показателей преломления с данными из Каталога цветного стекла

Относительная погрешность по результатам измерений показателя преломления нейтральных стекол в среднем составила 2 %. Чтобы убедиться в правильности метода, был также измерен показатель преломления синих стекол. Результаты измерений приведены в таблице 2.

Из приведенных данных видно, что ошибка измерений не значительна и данный метод можно использовать в дальнейшем для измерения показателя преломления

стекла, что и было сделано в рамках данной работы для тонкого стекла смартфона. Также по полученным данным можно различить стекла разных марок с близкими значениями плотности, которые невозможно различить визуально.

	СС-1	СС-2	СС-4	СС-5	СС-8	СС-9	СС-11	СС-14
n_m	1,455	1,468	1,469	1,541	1,472	1,478	1,458	1,454
n_c	1,520	1,520	1,517	1,582	1,520	1,519	1,523	1,529
$\delta, \%$	4,3	3,4	3,1	2,6	3,1	2,7	4,2	4,9

Таблица 2. Сравнение измеренных показателей преломления синих светофильтров с данными из Каталога цветного стекла

Данная установка позволяет проводить оценочные измерения показателя преломления оптических стекол с высокой воспроизводимостью измерений и приемлемой погрешностью без предварительной подготовки образца. Таким образом, значительно сокращается время, затрачиваемое на измерения и увеличивается область применения установки по сравнению со стандартными установками за счет менее жестких требований к форме измеряемых образцов. Для измерений достаточно иметь плоскую грань или достаточно гладкий скол, а значит, на ней можно измерить как тонкие пленки, так и заготовки оптического стекла.

1. Э.В. Кувалдин, А.А. Шульга, *Сборник трудов XIII Международной конференции «Прикладная оптика – 2018»*, 2, 148-152, (2018).

2. *Каталог цветного стекла*, (1967).

CR:LSAF ЛАЗЕР С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ

Попов Е.Э., Погода А.П., Борейшо А.С., Петров В.М*

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»

им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе приводятся результаты экспериментального исследования перестраиваемого по частоте Cr:LiSrAlF₆ лазера с ламповой накачкой. Управление спектральными характеристиками осуществлялось с помощью пропускающей решётки Брэгга.

Активная лазерная среда Cr:LiSrAlF₆ используется для создания широкополосных лазерных источников излучения. Полоса поглощения Cr:LiSrAlF₆ лежит в области видимого диапазона, а излучение лежит в ближнем ИК диапазоне при ширине спектра усиления 180 нм. [1].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. В квантроне с поперечной ламповой накачкой установлен активный элемент Cr:LiSrAlF₆ – цилиндрический стержень длиной 75 мм, диаметром 6,3 мм, степень легирования –1,5%. Резонатор был образован глухим широкополосным зеркалом и полупрозрачным зеркалом с пропусканием 50%, производства компании «Eksma». Режим модуляции добротности обеспечивался пассивным затвором на основе LiF:F₂. Пропускающая решетка Брэгга была записана в фоторефрактивном стекле [2]. Зеркало 6 обеспечивало дополнительную обратную связь для набора частот, определяемого условиями дифракции Брэгга в данной геометрии [3]. Поскольку в дифракционный порядок распространяется излучение, селективное решеткой, спектр генерации лазера сужается. Поворот решетки, и соответственно зеркала 6, позволяет осуществлять перестройку длины волны излучения лазера.

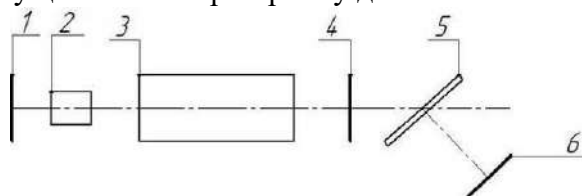


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – глухое широкополосное зеркало, 2 – пассивный затвор LiF:F₂, 3 – активная среда Cr:LiSrAlF₆, 4 – зеркало с пропусканием 50%, 5 – пропускающая решётка Брэгга, 6 – глухое зеркало (пропускание < 0,5 %)

На рис. 2 представлена зависимость распределения энергии излучения от длины волны. Измерения были проведены в режиме генерации одного импульса. При энергии накачки равной 26 Дж энергия в импульсе излучения длительностью 100 нс изменялась в диапазоне 3-5 мДж при величине диапазона перестройки частоты 70 нм. Стандартное отклонение в ходе измерений составило 1 мДж, что объясняется нестабильностью работы лампы накачки.

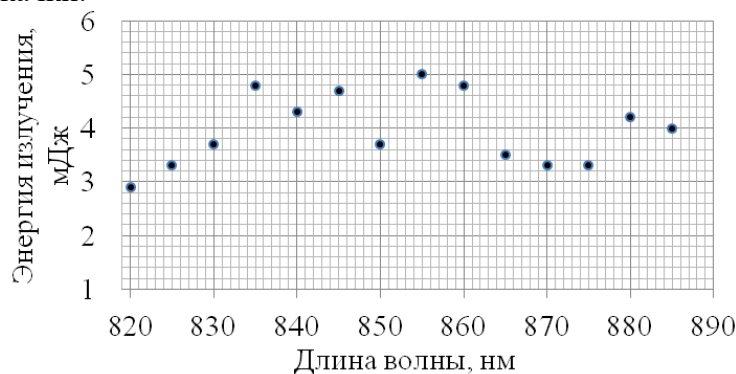


Рис. 2. Зависимость энергии излучения от длины волны

Согласно полученным нами результатам, наблюдается незначительное изменение величины средней энергии в импульсе в широком диапазоне перестройки. Такое поведение выходной мощности лазера является востребованным для практических применений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, грант 3.1212.2017/ПЧ.

1. S.A. Payne, et. al. *Journal of Luminescence*, **44**, №3. 167–176, (1989)
2. S.A. Ivanov, et. al. *J. Opt. Technol.*, **81**, №6, 356–360, (2014)
3. В.М. Петров, А. В. Шамрай Интерференция и дифракция для информационной фотоники, СПб.: Изд. «Лань», 2019. – 446 с.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ДИСТАНЦИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ГАЗОВЫХ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Войцеховская О.К., Войцеховский А.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

В докладе обсуждается необходимый комплекс предварительных исследований для проектирования аппаратуры оптической диагностики газовых сред.

В мировой практике наибольший интерес в исследовании процессов сгорания различных топлив вызывает предсказание степени ослабления внешнего излучения при прохождении через газовой-аэрозольную среду или оценка её собственного излучения для разработки методик извлечения информации о характеристиках этих сред. Зависимость измеряемых спектральных характеристик таких сред от многих параметров вызывает значительные трудности в решении этих задач, так как разные условия сред могут приводить к одинаковым значениям измеряемых спектральных характеристик.

В настоящее время результаты исследования выхлопных газовых потоков оптическими методами главным образом представлены экспериментальными работами. Математический аппарат обработки спектральных характеристик излучения и поглощения выхлопных газовых струй использует подходы, основанные на аппроксимации и параметризации.

Для проведения точных (line-by-line) расчётов спектральных характеристик нагретых газов параметры линий поглощения молекул должны использоваться из высокотемпературной базы данных. Известная высокотемпературная база данных HITEMP2010 (<https://www.cfa.harvard.edu/hitran/HITEMP.html>) включает в себя параметры спектральных линий только следующих газов - H_2O , CO , CO_2 , NO и OH . Поэтому актуальны теоретические расчёты спектров таких загрязняющих газов как SO_2 и NO_2 с учетом высоковозбужденных состояний, выполненные на кафедре квантовой электроники и фотоники РФФ ТГУ. Предложен оптический метод одновременного определения температуры (θ) и концентрации (ρ) газов, основанный на аппроксимации теоретических спектральных характеристик полиномами по степеням θ и ρ , и решении системы нелинейных алгебраических уравнений на их основе. Проведена валидация дистанционного метода определения температуры и концентрации высокотемпературного водяного пара и углекислого газа по эталонным спектрам пропускания и на данный момент обеспечивается одновременное определение *in situ* температуры и парциального давления для нескольких компонентов смеси газов с экспериментальной точностью при концентрациях 0.1 – 1 атм.

Не менее важно рассмотрение диагностической лазерной системы с учетом всех характеристик триады – «источник-среда-приемник», что требует предварительного моделирования ее функционирования. Мультиспектральные фотоприемные устройства следует подбирать с заданными спектральными характеристиками фоточувствительности для регистрации приходящего излучения, оцениваемого на основе предварительных расчетов. Для извлечения информации о характеристиках приходящих сигналов ФПУ необходимо спектральное разложение сигнала и соответствующее спектроскопическое обеспечение данными по абсолютным значениям коэффициентов поглощения, функциям пропускания и излучения газовых продуктов сгорания в широких диапазонах температур и концентраций.

Данное научное исследование (грант № 8.2.04.2018) выполнено при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КОМПЛЕКСОВ ИЗ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кучеренко М.Г., Налбандян В.М., Чмерева Т.М.

Оренбургский государственный университет,
Центр лазерной и информационной биофизики, г. Оренбург, Россия

Произведены расчеты частотных зависимостей интенсивности свечения двухкомпонентной системы «экситон - активированная полупроводниковая квантовая точка- плазмонная наночастица» в магнитном поле. Показано, что с изменением магнитного поля наблюдается трансформация спектров экситонной люминесценции системы в результате экситон-плазмонного взаимодействия.

Было обнаружено [1], что металлические наночастицы и их кластеры могут существенно изменять радиационные характеристики близкорасположенных к ним квантовых точек в результате экситон-плазмонного взаимодействия. Эффективность плазмонного влияния зависит от геометрической конфигурации системы, а также внешнего магнитного поля, способного изменять поляризационные характеристики проводящей частицы [2-3]. Так, в [4] было обнаружено и исследовано влияние магнитного поля на экситонную люминесценцию и случайную генерацию в ближнем УФ-диапазоне пленок ZnO, сформированных из хаотично ориентированных наностержней, покрытых наночастицами Ag при комнатной температуре. При наличии магнитного поля в такой системе наблюдалось ярко выраженное усиление люминесценции, тогда как в отсутствие наночастиц серебра магнитополевое усиление свечения не имело места.

Исследуемая композитная система представляет собой экситон- активированную сферическую полупроводниковую квантовую точку (КТ) радиуса R_1 , с содержащейся в ней электрон-дырочной парой или экситоном Ванье-Мотта, и глобулярную металлическую наночастицу (НЧ) радиуса R_2 , расположенную на расстоянии $r > R_1, R_2$ от нее. Поле активированной КТ представляет собой поле осциллирующего с частотой ω во времени t дипольного источника с дипольным моментом $\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 \exp(-i\omega t)$. Это поле наводит в наночастице дипольный момент \mathbf{p}_2 . Предполагается, что диэлектрическая проницаемость КТ ϵ_1 не обладает выраженной частотной дисперсией, тогда как диэлектрическая проницаемость проводящей НЧ ϵ_2 , наоборот, имеет типичную для металлов сильную дисперсию $\epsilon_2 = \epsilon_2(\omega)$ в области частот экситонного перехода. Прозрачная среда характеризуется диэлектрической постоянной ϵ_3 . Во внешнем магнитном поле индукции \mathbf{B} электронная плазма металла приобретает анизотропные свойства, и диэлектрическая проницаемость ϵ_2 становится тензором $\epsilon_2(\omega | \mathbf{B})$ [2-3].

В неоднородном поле полупроводниковой КТ выражение для скорости $w_{sp}(\omega | \mathbf{B}, r_0)$ спонтанного рекомбинационного свечения (экситонной люминесценции) КТ, расположенной вблизи наночастицы, на расстоянии r_0 от ее центра, при наличии внешнего магнитного поля принимает следующий вид

$$w_{sp}(\omega | \mathbf{B}, r_0) = \frac{4}{3} \frac{\omega^3}{\hbar c^3} \left| \mathbf{p}_2(r_0 | \mathbf{B}) + \frac{3\epsilon_3}{\epsilon_1 + 2\epsilon_3} \int_0^{R_2} \mathbf{P}(r) 4\pi r^2 dr \right|^2, \quad (1)$$

$$\mathbf{p}_2(r_0 | \mathbf{B}) = -\frac{1}{2\varepsilon_3} \int_0^{R_2} \int_0^\pi [\varepsilon_2(\omega | \mathbf{B}) - \varepsilon_3 \mathbf{I}] \nabla_r \delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B}) r^2 dr \sin \theta d\theta \quad (2)$$

Вектор $\mathbf{p}_2(r_0 | \mathbf{B})$, определенный интегралом (2), представляет собой дипольный момент, наведенный в НЧ неоднородным полем $\nabla_r \delta\varphi_2$ активированной квантовой точки при наличии магнитного поля \mathbf{B} . Потенциал $\delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B})$ электрического поля внутри ($r < R_2$) металлического шара радиуса R_2 записывается в виде

$$\delta\varphi_2(r, \theta; r_0 | \mathbf{B}) = -\sum_{l=1}^{\infty} (2l+1)(l+1) \mathbf{p}_0 \varepsilon_l^{-1}(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{r} \cdot \frac{r^{l-1}}{r_0^{l+2}} \cdot P_l(\cos \theta), \quad r < R_2 \quad (3)$$

где $\varepsilon_l^{-1}(\omega | \mathbf{B}) = [l\varepsilon_2(\omega | \mathbf{B}) + (l+1)\varepsilon_3 \mathbf{I}]^{-1}$.

Вектор поляризации сферической квантовой точки $\mathbf{P}(r)$, возникающей при активации в КТ экситона Ванье-Мотта в условиях сильного и слабого конфайнмента имеет вид [5]

$$\mathbf{P}(r) = \frac{\mathbf{d}_{vc}}{2\pi R_c} \frac{\sin^2(\pi r / R_c)}{r^2}, \quad \mathbf{P}(r) = \frac{\mathbf{d}_{vc}}{\sqrt{2\pi^2 R_c r_B^3}} \frac{\sin(\pi r / R_c)}{r}, \quad (4)$$

где \mathbf{d}_{vc} – векторный матричный элемент межзонного электронного дипольного момента перехода; r_B – боровский радиус; $R_1 = R_c + \Delta$. Для потенциала $\Phi(r)$ поля КТ получены зависимости от ряда параметров (рис. 1-2).

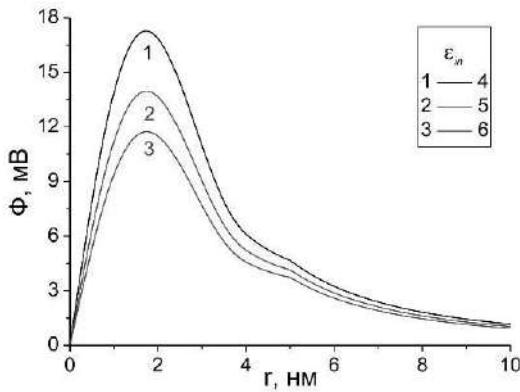


Рис. 1. Радиальная зависимость потенциала поля внутри и вне квантовой точки для ее различных диэлектрических проницаемостей при сильном конфайнменте

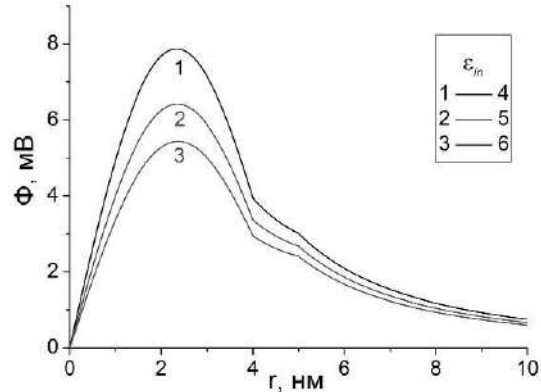


Рис. 2. Радиальная зависимость потенциала поля внутри и вне КТ для ее различных диэлектрических проницаемостей при слабом конфайнменте

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_m, \quad \varepsilon_3 = 2, \quad R_1 = R_c + \Delta = 5 \text{ нм и } R_c = 4 \text{ нм}$$

Скорость диссипации и поляризация наночастицы в неоднородном поле КТ

В предлагаемой модели учитывается неоднородность поля $\mathbf{E}(\omega | \mathbf{r})$ как внутри, так и вне НЧ. Скорость $U(\omega | \mathbf{B}, r_0)$ безызлучательной передачи энергии от КТ к наночастице может быть представлена интегралом

$$U(\omega | \mathbf{B}, r_0) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{R_2} \int_0^\pi \text{Im} \mathbf{E}_2^*(r, \theta | \omega) \varepsilon_2(\omega | \mathbf{B}) \mathbf{E}_2(r, \theta | \omega) \sin \theta d\theta r^2 dr \quad (5)$$

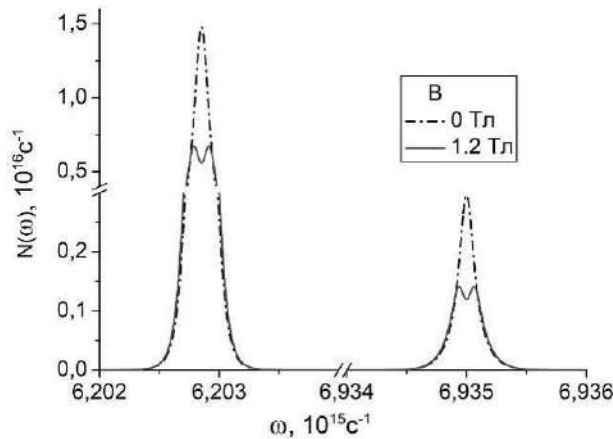
где вектор напряженности локального поля внутри НЧ $\mathbf{E}_2(r, \theta; r_0) = -\vec{\nabla}_r \delta\varphi_2(r, \theta | \mathbf{B})$

Радиационные спектры объединенной системы «КТ-НЧ»

Спектральная плотность N_ω числа фотонов, испущенных объединенной системой «КТ-НЧ» на частоте ω , определяется вероятностью w_{sp} спонтанного перехода (1) на функцию лоренцевой формы линии, с шириной, $\Gamma(\omega | \mathbf{B}, r_0, \vartheta) = w_{sp}(\omega | \mathbf{B}, r_0) + U(\omega | \mathbf{B}, r_0, \vartheta) + K$ (ϑ - угол между векторами \mathbf{p} и \mathbf{r}_0)

$$N_\omega(\omega | \mathbf{B}, r_0, \vartheta) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{w_{sp}^2(\omega | \mathbf{B}, r_0) \Gamma(\omega | \mathbf{B}, r_0, \vartheta)}{(\omega - \omega_{if})^2 + \Gamma^2(\omega | \mathbf{B}, r_0, \vartheta)}, \quad (6)$$

Здесь, в (6), ω_{if} - резонансная частота лоренцева контура экситонной полосы; K - постоянная скорость безызлучательного распада возбужденной молекулы в отсутствие наночастицы. Спектральная плотность (6) соответствует экспериментально регистрируемым спектрам люминесценции системы.



$\omega_{if} = 7 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\gamma = 1.6 \times 10^{11} \text{ c}^{-1}$. ω_{if} совпадает с высокочастотным плазмонным резонансом НЧ.

Учтены плазмоны двух низших мультипольностей $l=1$ и $l=2$.

Рис. 3. Спектры люминесценции комплекса «КТ-НЧ» при наличии магнитного поля и в его отсутствие

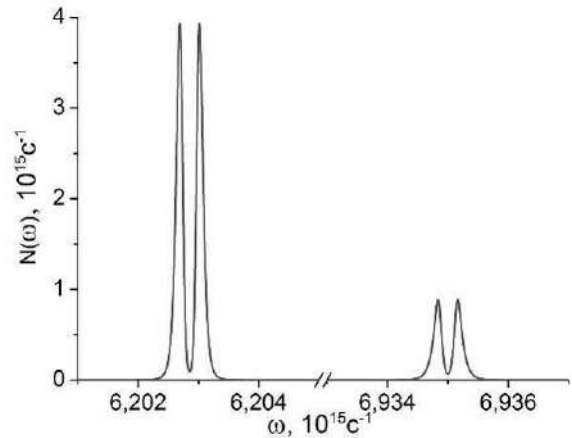


Рис. 4. Спектр люминесценции комплекса «КТ-НЧ» в магнитном поле $B = 3 \text{ Тл}$

Эффект влияния металлических наночастиц на радиационные переходы в КТ при наличии внешнего магнитного поля был исследован для различных геометрических конфигураций системы на основе выражений (1)-(6) (рис. 3-4).

Таким образом, в данной работе исследовано влияние металлических наночастиц на спонтанные излучательные переходы в комплексах «экситон-активированная квантовая точка – наночастица» при наличии внешнего магнитного поля, изменяющего диэлектрическую проницаемость электронной плазмы проводящих компонентов системы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках научного проекта № 0743-2017-0001 (3.7758.2017/8.9).

1. Л.Б. Матюшкин, А. Перцова, В.А. Мошников, *Письма в ЖТФ.*, **44**, №8, 35-41, (2018).
2. M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, *J. Opt. Technol.*, **85**, 524-530, (2018).
3. M.G. Kucherenko, V.M. Nalbandyan, *Physics Procedia*, **73**, 136-142, (2015).

4. С.М. Briskina, А.Р. Tarasov, V.M. Markushev, М.А. Shiryayev, *Journal of Nanophotonics*, **12**, № 4, 043506, (2018).
5. В.М. Агранович, Д.М. Баско *Письма в ЖЭТФ*, **69**, №.3, 232-235, (1999).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА РАССЕЯНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ

Иванова С.В.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

В настоящей работе обнаружены аномалии на температурных кривых интенсивности центральной компоненты в спектрах комбинационного рассеяния выше температуры сегнетоэлектрического фазового перехода. Предполагается, что эти аномалии связаны с перестройкой доменной структуры.

Технологически важный нелинейный кристалл барий натриевого ниобата (BSN) относится к группе фоторефрактивных материалов со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы [1]. Кроме нелинейных оптических свойств, кристалл интересен наличием сложной последовательности фазовых переходов при изменении температуры.

Данная работа представляет часть исследования поведения центральной компоненты в спектрах комбинационного рассеяния и картин рассеяния в дальнем поле в температурной области 20-800°C. Фокусированный луч аргонового лазера ($\lambda = 514.5$ нм., $P = 30-300$ mW.) распространялся внутри ориентированного образца ($3 \times 4 \times 5$ мм³) перпендикулярно оптической с-оси с поляризацией параллельной этой оси. Картина рассеянного излучения, прошедшего через кристалл, наблюдалась на экране в дальнем поле (200 см от образца). Спектры регистрировались спектрометром ДФС-12.

При охлаждении кристалл испытывает два структурных фазовых перехода: при 550°C (T_C) с изменением симметрии $4/mmm-4mm$ и структурный переход в сегнетоэластическую несоразмерную фазу около 300°C с изменением симметрии $4mm-mm2$. Температурные свойства несоразмерной фазы была изучена в работах [2-5]. Было показано, что в области от 300°C до комнатной температуры существуют несколько температурных трансформаций доменной структуры с изменением параметра несоразмерной модуляции при температурах 270, 250, 230, 180°C. В наших работах было обнаружено, что аномалии на температурных кривых интенсивности центральной компоненты соответствуют температурным изменениям доменных структур [6, 7].

В работе проведено исследование температурного поведения интенсивности рассеяния несмещенной компоненты в спектрах комбинационного рассеяния в температурной области выше сегнетоэлектрического фазового перехода. Обнаружены максимумы на температурных кривых интенсивности рассеяния в области температур 560°C, 590°C, 640°C и 690°C. Опираясь на ранние результаты исследований в области температур 20-550°C [6, 7] и структурные данные [2-5] можно предположить, что эти аномалии связаны с перестройкой доменной структуры. В этой области на экране в дальнем поле наблюдается сложная картина рассеяния, состоящая из колец и кругов.

1. P.B. Jamieson, S.C. Abrahams, J.L. Bernstein, *J. Chem. Phys.*, **50**, 4352-4363, (1969).
2. J. Schneck, J.C. Toledano, C. Joffrin, J. Aubree, B. Joukoff, A. Gabelot, *Phys. Rev. B* **25**, 1766-1785, (1976).
3. J.M. Kiat, G. Calvarin, J. Schneck, *Phys. Rev.*, **49**, 776-785, (1994).
4. S. Mori, N. Yamamoto, Y. Koyama, Y. Uesu, *Phys. Rev.*, **52**, 6158-616, (1995).
5. X. Pan, M. Hu, M. Yao, D. Feng, *Phys. Stat. Sol.*, **91**, 57-61, (1985).
6. S.V. Ivanova, *Chinese Optics Letters*, 2008. **6**, №2, 143-145, (2008).
7. S.V. Ivanova, *AASCIT Journal of Nanoscience*, **4**, 39-42 (2015).

ОПИСАНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ТЕОРИИ МАКСВЕЛЛА

Невдах В.В.

Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Беларусь

Предложены новые решения волновых уравнений Максвелла, согласно которым колебания векторов напряженностей электрического и магнитного полей бегущей световой волны задержаны во времени на четверть периода волны и сдвинуты в пространстве на четверть длины волны относительно друг друга.

В оптике под светом понимают распространяющееся в пространстве электромагнитное излучение (электромагнитные волны), воспринимаемое человеческим глазом. В электромагнитной теории для описания электромагнитных волн, распространяющихся в однородной диэлектрической среде, используют соответствующую систему уравнений Максвелла, из которой получают волновые уравнения для векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей (см., например, [1-8]):

$$\Delta \vec{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1)$$

и

$$\Delta \vec{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где ε – относительная диэлектрическая, μ – относительная магнитная проницаемости рассматриваемой среды, ε_0 – диэлектрическая проницаемость, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $u = 1/\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0} = c/\sqrt{\varepsilon \mu}$ – фазовая скорость волн в среде, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – скорость распространения волн в вакууме.

Свойства электромагнитных волн обычно рассматривают на примере свойств волны, распространяющейся в простейшем одномерном случае, например, вдоль оси Z . Из уравнений Максвелла следует, что векторы \vec{E} и \vec{H} такой волны всегда перпендикулярны друг другу и каждый из них перпендикулярен к направлению её распространения, т.е. что электромагнитная волна – это поперечная волна. В качестве решений уравнений (1) и (2), описывающих волны, распространяющиеся в положительном направлении оси Z , берутся софазные гармонические функции, например, в виде

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (3)$$

и

$$H = H_0 \cos(\omega t - kz), \quad (4)$$

где $\omega = 2\pi/T$ – циклическая (угловая) частота, T – период колебаний электрической и магнитной компонент электромагнитного поля, k – волновое число.

Из уравнений Максвелла также следует, что электромагнитная волна обладает энергией, плотность которой может быть записана в виде

$$w(t, z) = \varepsilon \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) = \mu \mu_0 H_0^2 \cos^2(\omega t - kz). \quad (5)$$

В литературе обычно отмечается, что в электромагнитной волне, описываемой выражениями (3) и (4), напряженности электрического и магнитного полей колеблются по одинаковому закону в одинаковой фазе, плотности энергии этих полей также колеблются по одинаковому закону и в одинаковой фазе, но с удвоенной частотой, по сравнению с колебаниями напряженностей. Другими словами, они одновременно достигают одинаковых значений в одних и тех же точках пространства, причем векторы \vec{E} , \vec{H} и \vec{u} всегда образуют правовинтовую тройку векторов. Утверждается, что

такая электромагнитная волна переносит энергию в направлении своего распространения, поэтому её называют бегущей электромагнитной волной. Плотность потока энергии бегущей электромагнитной волны описывается вектором Пойнтинга (см., например, стр. 560 в [1])

$$\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]. \quad (6)$$

Однако, математически корректные решения волновых уравнений в виде (3) и (4), согласно которым колебания векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} происходят по одному и тому же закону с одинаковой фазой, противоречат физическому смыслу первых двух уравнений Максвелла, согласно которому изменяющееся во времени электрическое поле порождает магнитное поле и наоборот. Действительно, из (3)-(5) следует, что для заданной точки пространства в моменты времени $t=T/4, 3T/4, 5T/4$ и т.д., т.е. через полупериод, а также для любого заданного момента времени в точках пространства $z=\lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4$ и т.д., т.е. отстоящих друг от друга на половину длины волны, напряженности и плотности энергии электрического и магнитного полей бегущей электромагнитной волны одновременно становятся равными нулю. Возникают вопросы:

1) Куда в эти моменты времени девается энергия волны, закон сохранения которой еще никто не отменял?

2) Каким образом переносится энергия электромагнитной волны через точку пространства, в которой она обращается в ноль?

3) Если в какой-то момент времени одновременно исчезают электрическое и магнитное поля, то непонятно откуда они возьмутся в последующие моменты времени?

4) Почему волна, описываемая решениями (3)-(4), называется бегущей электромагнитной волной? Что бежит в такой волне?

Таким образом, существующие в физической литературе представления о том, что плоская бегущая электромагнитная волна описывается софазными выражениями (3) и (4), направление плотности потока её энергии задается вектором Пойнтинга (6) являются физически некорректными. Ниже приводятся другие решения уравнений Максвелла, по мнению автора физически корректно описывающие известные свойства бегущих электромагнитных волн.

В соответствии с физическим смыслом уравнений Максвелла в случае переменных во времени полей нужно рассматривать единое электромагнитное поле, в котором, электрическое поле порождает магнитное и наоборот. Рассматривать переменные электрическое и магнитное поля по отдельности физически некорректно. Но именно так фактически и происходит до настоящего времени, когда берутся одинаковые решения типа (3) и (4) для одинаковых по виду волновых уравнений (1) и (2). Выражения (3) и (4) действительно являются математическими решениями волновых уравнений (1) и (2). Но, как хорошо известно, это не единственные решения таких волновых уравнений. Ясно, что из всех возможных решений уравнений нужно выбрать те, которые не противоречат физическому смыслу решаемых уравнений. Если для вектора \mathbf{E} решение волнового уравнения (1) берется в виде гармонической функции (3), то физически корректным решением волнового уравнения (2) для вектора \mathbf{H} будет гармоническая функция, сдвинутая по фазе на $\pi/2$. Другими словами, физически корректными решениями волновых уравнений Максвелла являются решения, например, в виде

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (7)$$

и

$$H = -H_0 \sin(\omega t - kz), \quad (8)$$

из которых следует, что колебания плотностей энергии электрического и магнитного полей имеют одинаковые амплитуды, происходят во времени со сдвигом на четверть периода волны и в пространстве со сдвигом на четверть длины волны. В

моменты времени, когда плотность энергии электрического поля достигает максимума $w_E = w_E^{\max} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E_0^2$, плотность энергии магнитного поля равна нулю $w_H = 0$ и наоборот, когда плотность энергии магнитного поля достигает максимума $w_H = w_H^{\max} = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H_0^2$, плотность энергии электрического поля равна нулю $w_E = 0$. Это означает, что в такой электромагнитной волне через интервалы времени $\Delta t = T/4$ происходит полное преобразование энергии электрического поля в энергию магнитного поля и наоборот. И в пространстве положения максимумов w_E^{\max} и w_H^{\max} чередуются через интервалы в четверть длины волны ($\Delta z = \lambda/4$). Следовательно, вдоль направления распространения электромагнитной волны происходит перенос энергии, и такая волна действительно является бегущей.

Из (7) и (8) с учетом соотношения между амплитудами компонент также следует, что

$$w = w_E^{\max} = w_H^{\max} = \text{const} . \quad (9)$$

Из (9) видно, что плотность энергии бегущей электромагнитной волны без потерь в каждый момент времени и в каждой точке пространства остается величиной постоянной.

Из выражений (7) и (8) следует, что в любой заданный момент времени характер тройки векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{u} световой волны меняется через каждую четверть длины волны. Например, в момент времени $t=0$, на интервале от 0 до $\lambda/4$ эти вектора образуют правую тройку, на интервале от $\lambda/4$ до $\lambda/2$ они образуют левую тройку, на интервале $\lambda/2 - 3\lambda/4$ – опять правую, на интервале $3\lambda/4 - \lambda$ – опять левую и т.д. Следовательно, выражение для вектора Пойнтинга (6), которое дает плотность потока энергии бегущей световой волны только в случае правой тройки её векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{u} , не может описывать плотность потока энергии волны (7)–(8). На мой взгляд, в соответствии с физическим смыслом понятия “плотность потока электромагнитной энергии”, эта величина для бегущей световой волны может быть корректно выражена через плотность энергии волны w и её скорость \mathbf{u} и описана выражением

$$\vec{I} = w\vec{u} . \quad (10)$$

Очевидно, что в бегущей световой волне без потерь, описываемой выражениями (7) и (8), изменения плотности энергии её электрической и магнитной компонент, а также полной плотности энергии волны, происходят аналогично изменениям кинетической, потенциальной и полной энергии, например, свободного пружинного маятника без затухания, т.е. бегущую световую волну без потерь можно рассматривать как классический гармонический осциллятор.

1. *Физический энциклопедический словарь*, Гл. ред. А.М. Прохоров, М.: Советская энциклопедия, 928 с., (1983).
2. А. Зоммерфельд, *Оптика*, М.: Изд-во Иностранной литературы, 490 с., (1953).
3. Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*, М.: Мир, 702 с., (1965).
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 504 с., (1988).
5. Н.И. Калитеевский, *Волновая оптика*, М.: Наука, 376 с., (1971).
6. Г.С. Ландсберг, *Оптика*, М.: Наука, 928 с., (1976).
7. И.Е. Тамм, *Основы теории электричества*, М.: Наука, 616 с., (1976).
8. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, *Физическая оптика*, М.: Изд-во МГУ; Наука, 656 с., (2004).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ НАНОЧАСТИЦЫ С УЧЕТОМ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ВИБРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Волков П.Д., Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается процесс оптического охлаждения полупроводниковой частицы диаметром 50-100 нм в условиях реализации вибронного механизма охлаждения. Механизм основан на появлении в твердотельной системе вынужденной колебательной моды с частотой Раби, индуцированной лазерным импульсом. Установление вибронной связи в электрон-фотон-фононной системе позволяет управлять процессом передачи энергии между системой и фононным резервуаром с помощью лазерного импульса. В работе моделируется изменение температуры наночастицы под действием последовательности лазерных импульсов с учетом элементарных процессов, приводящих как к нагреву, так и к охлаждению твердотельной системы. Показано, что реализация вибронного механизма приводит к более эффективному и глубокому охлаждению наночастицы в диапазоне температур от 100 до 300 К, чем оптическое охлаждение только с учетом термализации квазичастиц в зонах.

Возможность трансляционного охлаждения мезоскопического объекта, колеблющегося в поле оптической или радиочастотной ловушки, до основного колебательного состояния интенсивно изучается последнее десятилетие методами резонаторной квантовой электродинамики [1]. Это связано с интересом к исследованию перехода макроскопического объекта – микро или наночастицы – в квантовое состояние. Кроме того, левитирующая в резонаторе наночастица может использоваться для сверхчувствительного измерения сил и масс [2, 3]. В настоящее время рекордная трансляционная температура (кинетическая энергия) наночастицы в поле оптического пинцета составляет сотни микрокельвинов. Одним из препятствий на пути дальнейшего уменьшения кинетической энергии колеблющейся наночастицы является испускание ИК фотонов вследствие наличия внутренней температуры. Кроме того, используемые методы трансляционного оптического охлаждения приводят к разогреву частицы до температур значительно выше комнатной. Таким образом, возможность получения мезоскопического объекта в основном колебательном состоянии связано с необходимостью уменьшения его внутренней температуры.

Наиболее впечатляющие результаты в оптическом охлаждении твердотельных структур получены для кристаллических систем с редкоземельными ионами. Начиная с 1995 года, когда впервые была продемонстрирована возможность лазерного охлаждения фторцирконатного стекла легированного иттрием, развитие технологии охлаждения позволило перешагнуть порог криогенных температур и достичь абсолютной локальной температуры ниже 100 К. Оптическое охлаждение в системах с редкоземельными ионами основано на механизме антистоксовой флуоресценции. Вместе с тем, получить на основе этого механизма существенное охлаждение в полупроводниковых материалах пока не удастся. Лучший результат оптического охлаждения полупроводникового материала – охлаждение нанолент CdS на 40 К от комнатной температуры, был опубликован в 2013 году [4], и с тех пор не прогрессировал. Новый механизм оптического охлаждения, основанный на появлении вибронной связи в условиях оптического эффекта Штарка, предложен в работе [5].

В настоящей работе выполнено моделирование процесса оптического охлаждения полупроводниковой наночастицы как за счет термализации квазичастиц в зонах, так и за счет вибронного механизма, который реализуется с помощью лазерного импульса

длительностью порядка времени жизни возбужденного электрона в зоне проводимости. Для получения временных зависимостей оптического охлаждения наночастицы кроме указанных процессов охлаждения учитывались также процессы, приводящие к нагреву полупроводника, взаимодействующего с лазерным импульсом: двухфотонное поглощение, внутризонное поглощение, Оже рекомбинация, примесное поглощение. На ранних этапах охлаждения при комнатных температурах основным процессом нагрева является Оже рекомбинация, а вибронный механизм вносит существенный вклад в процесс охлаждения. При температурах ниже 100 К нагрев наночастицы обусловлен в основном поглощением на примесных атомах, которые присутствуют в полупроводнике. Таким образом, именно примесное поглощение является основным препятствием на пути достижения рекордно низких внутренних температур. Полученные в работе результаты демонстрируют, что реализация вибронного механизма приводит к более эффективному и глубокому охлаждению наночастицы в диапазоне температур от 100 до 300 К, чем оптическое охлаждение только с учетом термализации квазичастиц в зонах.

1. M. Bhattacharya, A.N. Vamivakas, and P. Barker, *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, P. LO1, (2017).
2. J.D. Teufel, J.W. Harlow, C.A. Regal, and K.W. Lehnert, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 197203, (2008).
3. K. Jensen, K. Kim, and A. Zettl, *Nat. Nanotechnol.*, **3**, 533, (2008).
4. J. Zhang, D. Li, R. Chen and Q. Xiong, *Nature*, **493**, 504, (2013).
5. A.V. Ivanov, *JOSA B*, **35**, 20-29 (2018).

ОПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ГЛУБОКОЙ РЕЛЬЕФНОЙ СТРУКТУРЫ ПЕРЕМЕННОЙ ГЛУБИНЫ

Долгополов И.С.*, Петрова М.С.*, Сюй А.В. *, **

*Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения,
г. Хабаровск, Россия

**Тихоокеанский Государственный Университет, г. Хабаровск, Россия

Рассмотрена работа оптического фильтра на основе глубокой рельефной структуры с меандровым профилем переменной глубины. Определены оптимальные параметры оптического фильтра и углов падения излучения для интенсивных линий спектра аргонового лазера.

В настоящее время при создании измерительных приборов и оптических устройств используются различные виды фильтров для подавления части спектра электромагнитного излучения. Фильтры различаются по своим свойствам, значению и способу изготовления. При использовании фильтров на установках всегда стоит проблема оптимизации работы с фильтрами в ходе экспериментов. При работе с различными установками и далее при изготовлении приборов высокой точности очень важно упростить процессы работы с установкой и снятия результатов экспериментов.

Для этого был предложен оптический фильтр, который построен на основе отражающей глубокой рельефной структуры (ГРС) переменной глубины, допускающей изменение частотных характеристик в достаточно широком диапазоне с помощью калибровки угла падения входного излучения и переменной глубины профиля. Фильтр с применением глубокой рельефной структуры с изменением угла падения входного луча был описан в статьях [1, 2]. Однако в них не рассматривалась идея изменения глубины профиля ГРС.

Схема оптического фильтра на основе ГРС переменной глубины изображена на рис. 1.

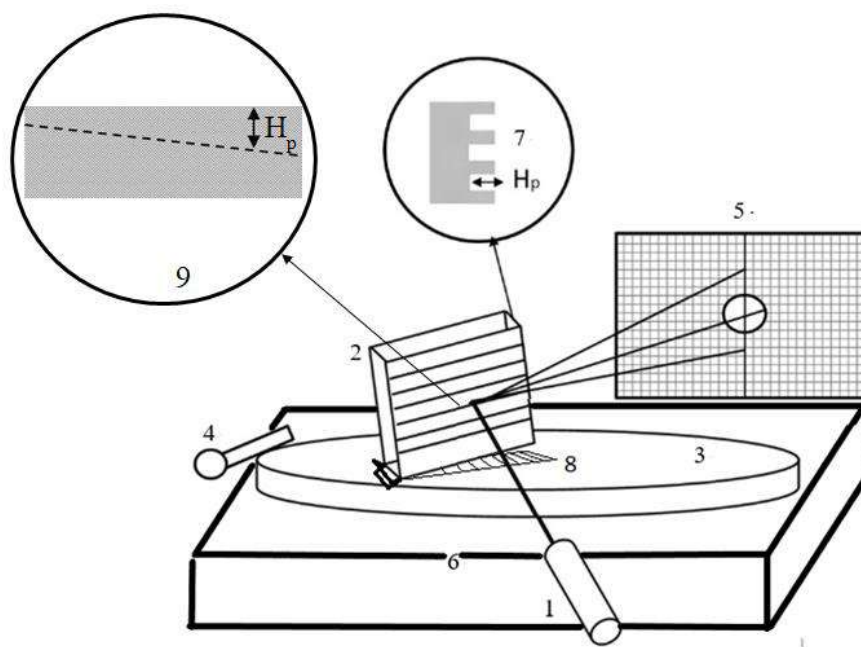


Рис.1. Схема оптического фильтра на основе ГРС

1 — источник излучения, 2 — ГРС, 3 — поворотная платформа для регулировки угла падения входного пучка, 4 — механизм поворота платформы, 5 — пространственный фильтр, 6 — основание, 7 — форма профиля ГРС, 8 — механизм для движения ГРС, 9 — вид на ГРС сбоку

После отражения от ГРС на выходе нулевой порядок дифракции выделяется с помощью простого пространственного фильтра — диафрагмы, которая расположена на расстоянии L_ϕ от ГРС, достаточном для разделения в пространстве пучков излучений нулевого и первого порядков дифракции. Зависимость мощности излучения P в нулевом порядке дифракции от глубины H_p отражающей дифракционной структуры и от угла падения входного оптического пучка θ определяется формулой (1):

$$P = P_{ВХ} R \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) * H_p \cos \theta = P_{эф} \left(\frac{1}{2} + \frac{\cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) H_p \cos \theta}{2} \right), \quad (1)$$

где $P_{ВХ}$ — мощность излучения, падающего на ГРС, R — коэффициент отражения поверхности ГРС, $P_{эф} = P_{ВХ} R$ — эффективная мощность излучения.

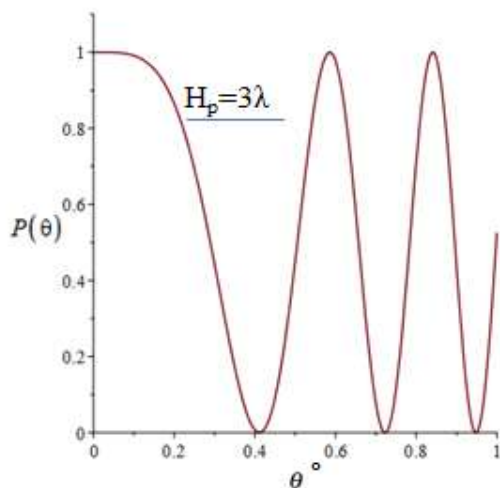


Рис. 2. График зависимостей мощности излучения от угла $P(\theta)$ при $H_p = 1.74\lambda$

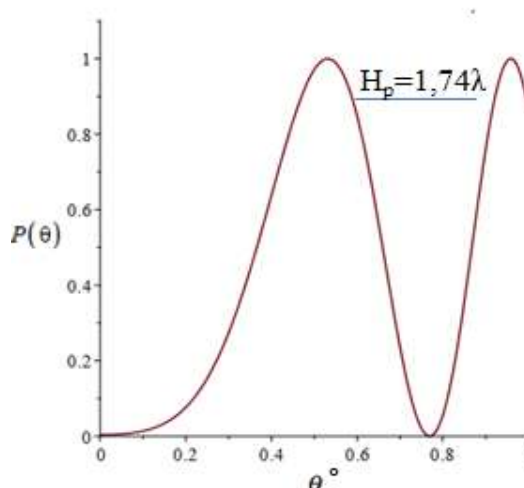


Рис. 3. График зависимостей мощности излучения от угла $P(\theta)$ при $H_p = 3\lambda$

Как видно из зависимостей $P(\theta)$, приведенных на рис. 2 и 3, мощность излучения в нулевом дифракционном порядке изменяется в диапазоне от нулевой величины $P_0 = 0$ до максимальной величины, которая равна: $P_0^{(max)} = P_{ВХ} R = P_{эф}$.

Зависимость коэффициента передачи мощности излучения k_p с входа на выход устройства от глубины рельефной структуры выражена в формуле (2).

$$k_p = \frac{P_0}{P_{ВХ} R} = \cos^2 \left[\left(\frac{2\pi H_p}{\lambda} \right) \cos \theta \right]. \quad (2)$$

На рис. 4 приведено семейство расчётных зависимостей $k_p(H_p)$ при различных значениях параметра угла падения светового пучка на рельефную структуру. За λ были взяты значения 0,476 мкм, 0,488 мкм и 0,5145 мкм, так как данные линии аргонового лазера имеют наиболее сильную интенсивность.

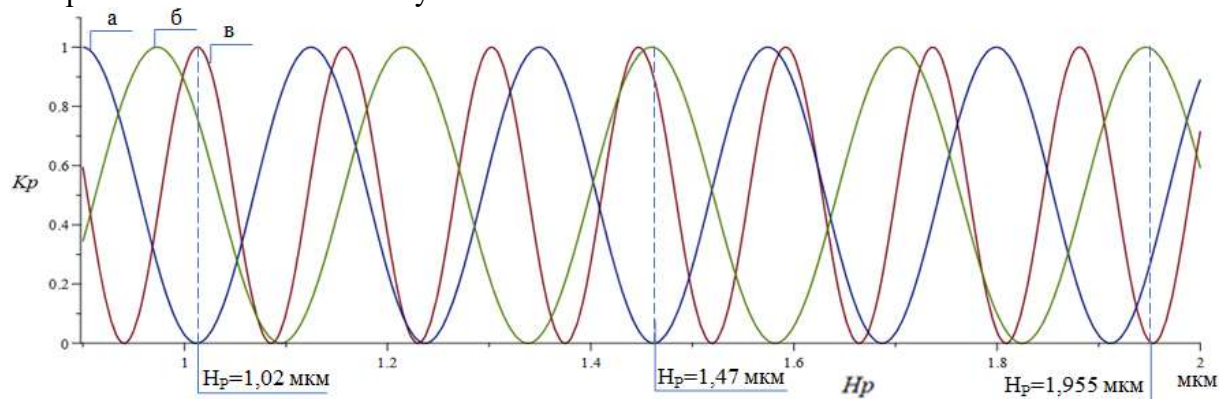


Рис.4. Зависимости нормированного коэффициента передачи, от глубины ГРС фильтра, рассчитанные при различных характеристиках установки: а) $\lambda = 0,476$ мкм, $\theta = 18^\circ$; б) $\lambda = 0,488$ мкм, $\theta = 38,3^\circ$; в) $\lambda = 0,5145$ мкм, $\theta = 31,3^\circ$

Как следует из графиков, приведённых на рис. 4, фильтр на основе ГРС можно настроить на подавление излучения с любой длиной волны в широком диапазоне. Если излучение с некоторой длиной волны подавлено и не проходит на выход в нулевой порядок, то оно передаётся в первые и в высшие порядки дифракции.

Фильтры, построенные на основе ГРС, могут быть изготовлены как для видимого, так и для ближнего инфракрасного диапазона длин волн. При этом технология их изготовления достаточно проста, а материалы для их изготовления — самые обычные: стекло, металлы. Рельефная структура может быть сформирована не только на поверхности стекла, но и на поверхности таких металлов, как алюминий, медь, серебро. Фильтры этого типа имеют гладкие зависимости коэффициента передачи мощности от длины волны.

Интересной для практики особенностью фильтра данного типа является возможность перестройки частотной характеристики в широких пределах путём изменения не только угла падения входного пучка излучения, но и глубины профиля, что на основе проведённых математических расчётов и экспериментальных исследований является довольно эффективным решением при разработке высокоточных датчиков и устройств.

1. В.А. Комоцкий, Ю.М. Соколов, В.И. Корольков, *Фотоника*, **25**, № 1. 16-19, (2011).

2. В.А. Комоцкий, Ю.М. Соколов, А.Н. Алексеев, Е.В. Басистый, *Вестник РУДН.*, **25**, № 4, 95—101, (2009).

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ВОДЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Водчиц А.И., Орлович В.А., Горелик В.С.*

Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
г. Минск, Беларусь

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Исследовано пикосекундное вынужденное комбинационное рассеяние в легкой и тяжелой воде в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Обнаружено расщепление стоксовых и антистоксовых компонент на несколько субкомпонент, а также нестационарный фазовый переход воды в лед, обусловленные лазерно-индуцированной плазмой.

Ряд физических свойств воды до сих пор не имеют удовлетворительного объяснения. Недостаточно ясна роль молекулярных кластеров (образований, состоящих из некоторого количества молекул воды) во многих физических и химических процессах с участием воды. Различные физические механизмы молекулярных движений в воде, такие как трансляция, либрация, ориентация молекул в световом поле, требуют более детального изучения.

Особый интерес для исследователей представляет тяжелая вода с атомами изотопа водорода (дейтерий, D) в молекуле вместо атомов водорода – D₂O. Очень важным свойством тяжелой воды является то, что она практически не поглощает нейтроны. Поэтому тяжелую воду широко используют в ядерных реакторах как вещество для замедления скорости нейтронных пучков. Тяжелая вода имеет также большое значение для реализации термоядерного синтеза.

Таким образом, исследования физических, химических и других свойств легкой (H₂O) и тяжелой (D₂O) воды весьма актуальны в настоящее время. Эффективными методами для изучения структуры и свойств воды являются оптические методы спонтанного комбинационного рассеяния и особенно вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) лазерного излучения, возбуждающего воду.

В [1] исследовано ВКР в тяжелой воде при использовании наносекундных лазерных импульсов. Не так давно мы исследовали ВКР в фотонных кристаллах с водой, внедренной в их поры, и обнаружили значительное снижение порога ВКР в таких гетерогенных структурах [2].

В данном докладе мы представляем новые результаты сравнительных исследований ВКР в легкой и тяжелой воде при возбуждении пикосекундными лазерными импульсами на длине волны 532 и 1064 нм.

В экспериментальных исследованиях использовался пикосекундный АИГ:Nd лазер. Лазер генерирует импульсы длительностью приблизительно 80 пс на длине волны 1064 нм и 60 пс на длине волны 532 нм. Частота следования импульсов составляла 20 Гц. Лазерный пучок фокусировался в кюветы с водой линзами с фокусным расстоянием 20 – 30 см. После образцов устанавливалась коллимирующая линза. Призма Пеллен-Брока применялась для диспергирования в пространстве пучка накачки и стоксовых пучков. Исследовалось прямое и обратное ВКР. Спектры ВКР регистрировались, используя оптическое волокно и мини-спектрометр. Энергии импульсов измерялись с помощью прибора OPHIRLaserStar.

В видимом диапазоне (532 нм) измерены пороги ВКР в легкой и тяжелой воде, а также зависимости эффективности ВКР от энергии импульсов накачки. Заметное ВКР в воде происходит тогда, когда в ней формируется лазерно-индуцированная плазма. Начало формирования плазмы соответствует интенсивностям лазерного излучения около 1 ТВт/см² и выше. Вблизи порога ВКР обнаружены стоксовые

компоненты, спектральные линии которых не расщеплены. При увеличении интенсивности лазерного излучения физические условия в воде изменяются. В воде формируется лазерно-индуцированная плазма и образуются ударные волны давления, распространяющиеся со сверхзвуковой скоростью. В результате вода представляет собой смесь жидкого состояния, плазмы и различных форм льда. Формирование плазмы стимулирует условия для проявления низко частотных молекулярных движений (трансляция, либрация молекул). Это проявляется в расщеплении стоксовых линий на несколько субкомпонент. Число субкомпонент увеличивается с увеличением интенсивности излучения. Результаты исследований показывают, что при пикосекундном ВКР в воде возможен нестационарный фазовый переход воды в различные формы льда в зависимости от давления ударных волн. Начало формирования плазмы можно определить по началу расщепления стоксовых компонент. Расщепление компонент делает также возможным получение большего числа спектральных линий на смещенной частоте, что имеет большое значение для частотного преобразования лазерного излучения с использованием ВКР.

При возбуждении на длине волны 1064 нм впервые обнаружено гипер-ВКР в тяжелой воде. Кроме того, показано, что, используя гипер-рэлеевское рассеяние в некоторых кристаллах (например, титанат бария), возможно реализовать визуализацию излучения ближнего инфракрасного диапазона спектра (так называемые гипер-рэлеевские индикаторы излучения).

1. Li Zhanlong, Li Zuowei, M. Zzhou, Y. Wang, Z. Men, C. Sun, *Opt. Lett.*, **37**, 1319-1321, (2012).
2. V.S. Gorelik, A.D. Kudryavtseva, N.V. Tcherniega, A.I. Vodchits, V.A. Orlovich, *J. Rus. Las. Res.*, **34**, 1-9, (2013).

РЕЗОНАНСНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ДВУХ ФОТОНОВ АТОМНЫМ ИОНОМ

Хоперский А.Н., Надолинский А.М., Конеев Р.В., Сухорукова О.Б.

Ростовский государственный университет путей сообщения,
г. Ростов-на-Дону, Россия

Теоретически предсказан ярко выраженный $K\alpha_{1,2}$ -спектр рентгеновской эмиссии при резонансном неупругом рассеянии двух XFEL-фотонов электронами свободного многозарядного атомного иона в области энергии порога ионизации $1s$ -оболочки. Дана количественная оценка величины наблюдаемого дважды дифференциального сечения рассеяния.

Ожидаемое повышение яркости излучения рентгеновского лазера на свободных электронах (XFEL) [1] сделает доступными экспериментальные исследования, в частности, нелинейного процесса рассеяния двух фотонов в области энергий порогов ионизации глубоких оболочек атома (атомного иона). В недавней работе авторов [2] построен нерелятивистский вариант квантовой теории процесса резонансного неупругого (Комптовского) рассеяния двух фотонов электронами свободного многоэлектронного атома в области энергии порога ионизации $1s$ -оболочки. Мы даём обобщение этой теории на случай свободного многозарядного атомного иона.

В качестве объекта исследования взят неоноподобный ион атома железа (Fe^{16+} ; заряд ядра иона $Z = 26$; конфигурация и терм основного состояния $[0] = 1s^2 2s^2 2p^6 [^1S_0]$). Исследован процесс:

$$\hbar\omega + \hbar\omega + [0] \rightarrow Q \rightarrow 2p_j^5 \varepsilon(s, d) + \hbar\omega_c,$$

$$Q: 1sxp + \hbar\omega \rightarrow 1sy(s, d),$$

где $\hbar\omega$ ($\hbar\omega_c$) – энергия падающего (рассеянного) фотона, $2\hbar\omega \geq I_{1s}$, I_{1s} – энергия порога ионизации $1s$ -оболочки и $j = 1/2, 3/2$.

Результаты расчета дважды дифференциального сечения процесса рассеяния $[\sigma_{\perp}^{(2)} \equiv d^2\sigma_{\perp} / d(\hbar\omega_c)d\Omega_c]$, Ω_c – пространственный угол вылета рассеянного фотона] представлены на рисунке. Символ « \perp » соответствует выбору схемы предполагаемого XFEL-эксперимента: $\vec{k}, \vec{k}_c \in P$, $\vec{e}, \vec{e}_c \perp P$, где \vec{k} (\vec{k}_c) – волновой вектор и \vec{e} (\vec{e}_c) – вектор поляризации падающего (рассеянного) фотона и P – плоскость рассеяния. В принятом нами дипольном приближении для оператора радиационного перехода сечение процесса $\sigma_{\perp}^{(2)}$ не зависит от угла рассеяния $\theta = \hat{\vec{k}} \hat{\vec{k}}_c$ (изотропное состояние).

Для планируемой в ближайшие годы средней яркости (число фотонов в XFEL-пульсе) излучения $N = 10^{20}$ [1] при, например $\hbar\omega = 9$ кэВ, $\hbar\omega_c = 6.435$ кэВ ($K\alpha_1$ -резонанс эмиссии) и спектральном разрешении XFEL-эксперимента $\Gamma_{beam} \cong 1$ эВ получаем вполне доступное для измерения значение наблюдаемого дважды дифференциального сечения рассеяния $C_N^2 \sigma_{\perp}^{(2)} \cong 1$ ($\text{Мб} \cdot \text{эВ}^{-1} \cdot \text{ср.}^{-1}$), где C_N^2 – биномиальный коэффициент.

Результаты для иона Fe^{16+} могут представить интерес, в частности, при интерпретации спектров рентгеновской эмиссии от галактических кластеров, активных ядер галактик и звёзд. В настоящее время такие спектры для иона Fe^{16+} исследованы в областях энергий порогов однофотонного возбуждения (ионизации) глубокой $1s$ -, промежуточной $2s$ - и внешней $2p$ -оболочек ($I_{2p_{3/2}} = 1264.041$ эВ $< I_{1s} = 7698.998$ эВ) [3–9]. В самом деле, ожидаемое повышение уровня спектрального

разрешения телескопов [10], возможно, сделают доступным исследование спектров эмиссии, возникающих при двухфотонном возбуждении (ионизации) иона Fe^{16+} .

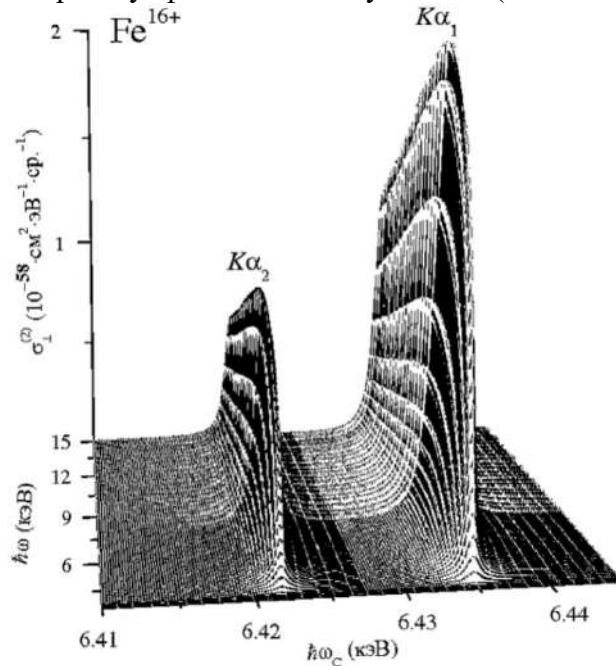


Рисунок. Дважды дифференциальное сечение процесса резонансного Комптоновского рассеяния двух линейно поляризованных (перпендикулярно плоскости рассеяния, \perp) фотонов электронами атомного иона Fe^{16+} в области энергий падающего XFEL-фотона $2\hbar\omega \geq I_{1s}$, $I_{1s} = 7698.998$ эВ.

Полная ширина распада $1s$ -вакансии $\Gamma_{1s} = 1.064$ эВ, константа спин-орбитального расщепления

$2p_j$ -оболочки $\delta_{SO} = 13.120$ эВ. Энергии резонансов эмиссии: $\hbar\omega_C(K\alpha_1) = 6434.957$ эВ,

$$\hbar\omega_C(K\alpha_2) = 6421.837 \text{ эВ}$$

1. M. Yabashi, H. Tanaka, *Nat. Photon.*, **11**, 12, (2017).
2. A. N. Hopersky et al., *Phys. Rev A*, **98**, 063424, (2018).
3. H. Xu et al., *Astrophys. J.*, **579**, 600, (2002).
4. P. Beiersdorfer et al., *Astrophys. J.*, **610**, 616, (2004).
5. S. Bernitt et al., *Nature (London)*, **492**, 225, (2012).
6. P. Palmeri et al., *Astron. Astrophys.*, **403**, 1175, (2003).
7. C. Mendoza et al., *Astron. Astrophys.*, **414**, 377, (2004).
8. C. Ricci et al., *Astrophys. J.*, **795**, 147, (2014).
9. T. Maiolino et al., *Astron. Astrophys.*, **625**, A8, (2019).
10. F.A. Aharonian et al., *Nature (London)*, **535**, 117, (2016).

ПРИМЕНЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПАРЦИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА ИЗ ЕГО СПЕКТРА ПРОПУСКАНИЯ

Каширский Д.Е., Щербаков П.С., Номшиев Ж.Д.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Рассматривается задача одновременного определения температуры и парциального давления газа из его спектра пропускания с помощью искусственных нейронных сетей.

В настоящее время дистанционные оптические методы широко применяются для исследования газовой-аэрозольных сред природного и антропогенного происхождения [1, 2]. Одной из актуальных задач в данной области является разработка методов извлечения информации о параметрах газовой-аэрозольных сред из их спектральных характеристик. В данной работе предлагается использовать искусственные нейронные сети (ИНС) для решения обратной задачи оптики газовых сред по определению температуры и парциального давления газа из его спектра пропускания на примере водяного пара.

Расчет функции пропускания водяного пара для пяти спектральных центров ν_0 (рис. 1-5) с учетом прямоугольной аппаратной функции приемного устройства со спектральным разрешением $\Delta\nu = 0.01 \text{ см}^{-1}$ проводился по формуле

$$\tau_{\nu_0}(\rho, T) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} e^{-k_\nu(P, T)\rho l} d\nu,$$

где k_ν – спектральный коэффициент поглощения газа, ρ – парциальное давление газа, P – общее давление, T – температура газа, l – длина оптического пути.

Вычисление спектрального коэффициента поглощения k_ν осуществлялось line-by-line методом [3], используя фойгтовский контур спектральной линии поглощения. Параметры спектральных линий поглощения водяного пара брались из высокотемпературной базы данных HITRAN2010 [4]. Общее давление P и длина оптического пути l равнялись 1 атм и 100 см соответственно. Парциальное давление ρ водяного пара изменялось в интервале 0,01–0,1 атм, а температура T – в диапазоне 300–1500 К.

Обратная модель, описывающая зависимости температуры и парциального давления водяного пара от его функции пропускания, была построена на основе многослойной ИНС прямого распространения – многослойного персептрона (МП) [5]. Используемый в данной работе МП имел следующую конфигурацию:

- количество нейронов во входном слое соответствовало количеству используемых спектральных центров и варьировалось от двух до пяти;
- четыре скрытых слоя включали в себя по десять нейронов каждый;
- выходной слой состоял из двух нейронов, на выходах которых получались искомые величины.

Для обучения МП использовался алгоритм оптимизации Левенберга-Марквардта с регуляризацией Байеса [6, 7]. Обучение ИНС проводилось на трех обучающих выборках (ОВ), содержащих различное количество примеров: ОВ №1 – 130, ОВ №2 – 475, ОВ №3 – 1813. Контроль качества обученности МП проводился с помощью тестовой выборки (ТВ), включающей в себя 43621 пример. В качестве входных данных для ИНС в каждом примере выступали значения функции пропускания, а в качестве

выходных – значения температуры и парциального давления водяного пара, при которых они были вычислены.

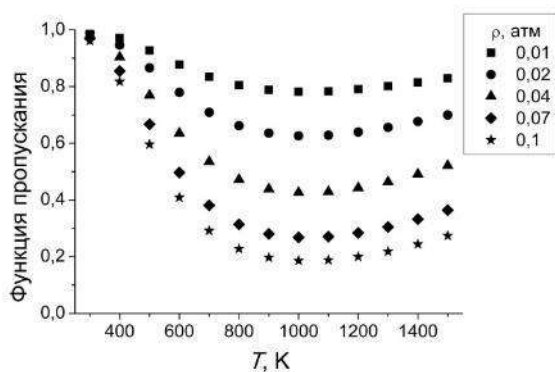


Рис. 1. Зависимости функции пропускания водяного пара от температуры для спектрального центра 1927.860 см⁻¹

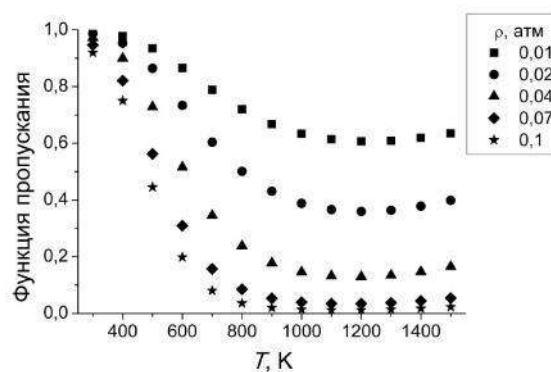


Рис. 2. Зависимости функции пропускания водяного пара от температуры для спектрального центра 1932.862 см⁻¹

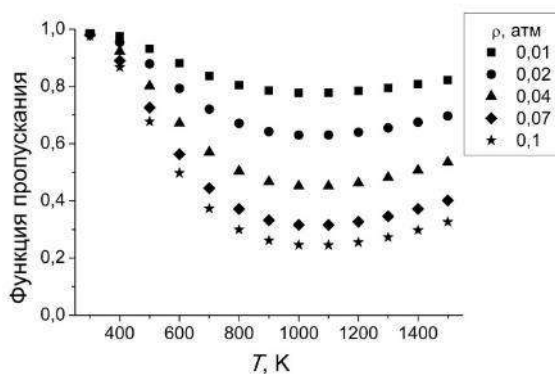


Рис. 3. Зависимости функции пропускания водяного пара от температуры для спектрального центра 1935.325 см⁻¹

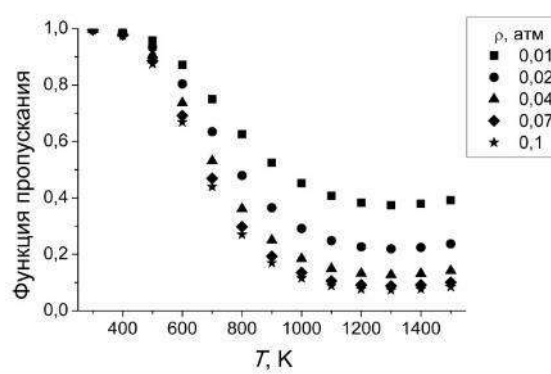


Рис. 4. Зависимости функции пропускания водяного пара от температуры для спектрального центра 1936.218 см⁻¹

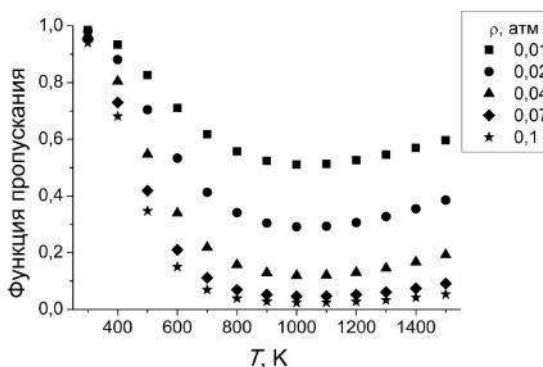


Рис. 5. Зависимости функции пропускания водяного пара от температуры для спектрального центра 1937.947 см⁻¹

Точность определения парциального давления и температуры водяного пара с помощью ИНС оценивалась по максимальным относительным ошибкам

$$\delta_{\text{макс}} = \max \left(\frac{|x_0 - x|}{x_0} \right) \cdot 100\% ,$$

где x_0 и x – соответственно целевые и получаемые на выходах ИНС значения ρ или T

МП с двумя входными нейронами оказался непригодным для решения рассматриваемой задачи, так как в этом случае относительные ошибки определения искомых параметров достигают сотен процентов (рис. 6-7). В случае остальных вариантов конфигурации МП при использовании для его обучения ОВ №1 максимальные ошибки определения парциального давления и температуры менее 17%. При обучении МП ОВ №2 и ОВ №3 ошибки уменьшаются по величине, что объясняется уменьшением эффекта переобучения ИНС с увеличением размера ОВ. В случае использования ОВ №3 достигаются наименьшие ошибки, при этом ошибки определения температуры с ростом количества используемых спектральных центров уменьшаются, а ошибки определения парциального давления – наоборот увеличиваются.

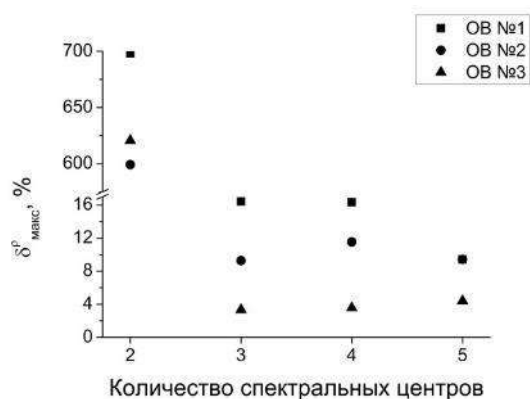


Рис. 6. Зависимости максимальной относительной ошибки определения парциального давления водяного пара от количества использованных спектральных центров

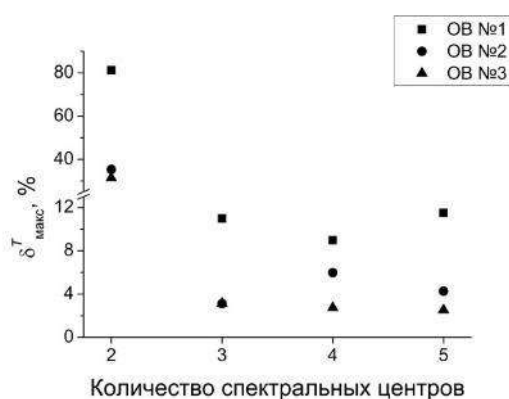


Рис. 7. Зависимости максимальной относительной ошибки определения температуры водяного пара от количества использованных спектральных центров

В результате проведенного анализа зависимости ошибок определения температуры и парциального давления от конфигурации МП и размера ОВ показано, что при рассматриваемых в рамках данной работы условиях решаемой задачи оптимальные значения ошибок по обоим искомым параметрам достигаются в случае МП с тремя входными нейронами, обученного на ОВ №3. Таким образом в данной работе была получена ИНС обеспечивающая определение парциального давления и температуры водяного пара в интервалах 0,01–0,1 атм и 300–1500 К соответственно, с ошибкой менее 3,5%.

Данное научное исследование выполнено при финансовой поддержке стипендией Президента Российской Федерации (СП-3875.2018.5).

1. Z. Vacsik, J. Mink, G. Keresztury, *Applied Spectroscopy Reviews*, **40**, 327-390, (2005).
2. M. Masiol, R.M. Harrison, *Atmospheric Environment*, **95**, 409-455 (2014).
3. O.K. Voitsekhovskaya, D.E. Kashirskii, O.V. Egorov, O.V. Shefer, *Applied Optics*, **55**, № 14, 3814-3823, (2016).
4. L.S. Rothman, I.E. Gordon, R.J. Barber, H. Dothe, R.R. Gamache, A. Goldman, V.I. Perevalov, S.A. Tashkun, J. Tennyson, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, **111**, 2139-2150, (2010).
5. S. Haykin, *Neural networks and learning machines*, New York: Prentice Hall, 936 p., (2009).
6. M.T. Hagan, M. Menhaj, *IEEE Transactions on Neural Networks*, **5**, № 6, 989-993, (1994).
7. A. Suliman, B.S. Omarov, *International Journal of Interactive Multimedia and Artificial Intelligence*, **5**, № 1, 68-72, (2018).

АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ФОТОНА С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ В СИСТЕМЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВЫХ КЛЮЧЕЙ С ЧАСТОТНЫМ КОДИРОВАНИЕМ

Габдулхаков И.М., Морозов О.Г.

Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А. Н. Туполева - КАИ, г. Казань, Россия

В данной статье рассматривается реализация способа компенсации неконтролируемого изменения поляризации в волоконной линии оптической связи, с помощью формирования перестраиваемых по разностной частоте полигармонических лазерных излучений с поляризационным мультиплексированием.

Введение

Квантовые сети связи предоставляют уникальную возможность обмена случайной последовательностью битов между пользователями с гарантированной безопасностью, не достижимой в классических открытых или специальных системах с криптографической защитой [1]. Это достигается с помощью использования технологий квантового распределения ключей (КРК). Технология частотного кодирования в каналах квантового распределения ключей позволяет определить основное состояние фотонов через значение амплитуды его несущей частоты, модулированной по фазе или амплитуде радиочастотным сигналом, и полученных боковых составляющих.

Особенностью систем квантовой коммуникации на боковых частотах является устойчивость квантовых состояний к воздействию на линию связи за счет применяемого метода кодирования. Но, при этом, эффективность модуляции на приемной стороне зависит от поляризации сигнала, пришедшего на приемный блок.

Решение данной проблемы может быть реализовано следующим образом. Предлагается формирование перестраиваемых по разностной частоте полигармонических лазерных излучений с поляризационным мультиплексированием путем применения амплитудной модуляции одночастотного лазерного излучения в стандартных телекоммуникационных электрооптических ММЦ на основе способа Ильина-Морозова. Получение одинаковой разностной частоты в обоих поляризационно-мультиплексированных каналах, равной модулирующей, а также максимально возможное и большее подавление исходной несущей.

Представим структурную схему генератора на основе ММЦ при работе в «минимальной» (рис. 1) точке модуляционной характеристики модулятора Маха-Цендера (ММЦ) [2-4].

Электрический сигнал с удвоенной частотой $2f_m$ был оптически сгенерирован с помощью электрического смещения ММЦ $V_B=0$ в «минимальную» рабочую точку.

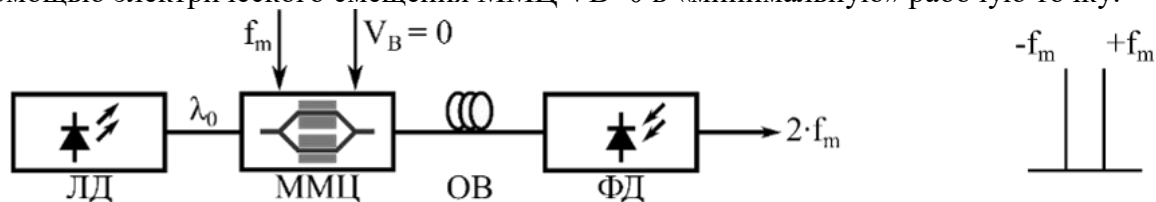


Рис. 1. Генератор радиочастотного сигнала с внешней модуляцией лазерного диода со смещением ММЦ в минимальную точку модуляционной характеристики: ЛД – лазерный диод; ММЦ – модулятор Маха-Цендера; ОВ – оптоволокно; ФД – фотодетектор

Возможна реализация амплитудного модулятора с использованием разветвителя и двух независимых ортогональных анализаторов (рис. 2).

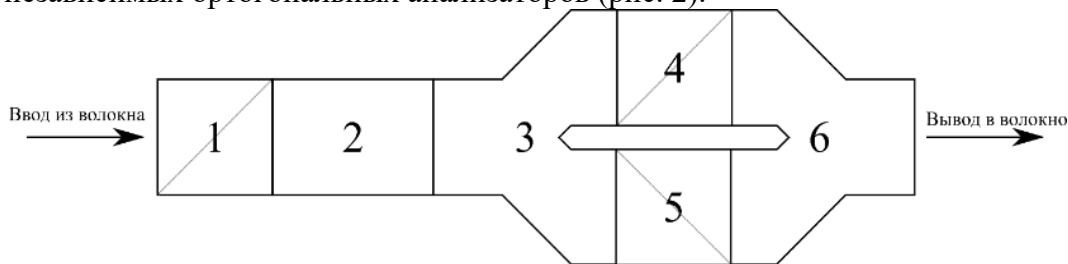


Рис. 2. Структурная схема электрооптического амплитудного модулятора для генерации двухполяризационного сигнала. 1 – входной поляризатор; 2 – электрооптическая ячейка; 3 и 6 – поляризационно-независимые делители; 4 и 5 – скрещенные анализаторы

Выходной сигнал модулятора можно описать следующими соотношениями. При условии модуляции напряжением $U_b \cdot \sin(\Omega \cdot t)$:

$$I = I_b \cdot \sin^2 \left(\frac{\Gamma_b}{2} \cdot \sin(\Omega \cdot t) \right),$$

где Ω – частота модулирующего сигнала.

При этом модулятор работает в нижней точке модуляционной характеристики, на нелинейном участке. Для уменьшения нелинейных искажений сместим рабочую точку. Этого можно добиться поворотом анализатора на 45° либо подачей модулирующего сигнала вида:

$$U_m = \frac{V_\pi}{2} + U_b \cdot \sin(\Omega \cdot t),$$

где V_π – полуволновое напряжение.

Тогда интенсивность на выходе составит:

$$I = I_b \cdot \sin^2 \left(\frac{\Gamma_{см}}{2} + \frac{\Gamma_b}{2} \cdot \sin(\Omega \cdot t) \right),$$

где $\Gamma_{см}$ – сдвиг фазы вызванный поворотом угла поляризации анализатора либо напряжением смещения модулирующего сигнала.

Заключение

Приведено теоретическое обоснование метода формирования симметричного излучения с поляризационным мультиплексированием. Показана возможность получения симметричного двухчастотного излучения с разностной частотой равной модулирующей в одном из поляризационных каналов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-37-90057

1. V.Scarani, The security of practical quantum key distribution / V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N.J. Cerf, N. Lütkenhaus, M. Peev // *Reviews of modern physics.* – 2009. – Vol. 81. – P. 1301-1310.

2. Электронный ресурс. - Режим доступа: <http://www.idquantique.com/>

3. А.А.Калачев, Бифотонная спектроскопия кристалла рубина / А.А. Калачев, Д.А. Калашников, А.А. Калинин, Т.Г. Митрофанова, В.В. Самарцев, А.В. Шкаликов // *Учён. зап. Казан. гос. ун-та. Сер. Физ.-матем. Науки* –2008. – Т.150:2. –с. 125–130

4. D. Stucki, Fast and simple one-way quantum key distribution / D. Stucki, N. Brunner, N. Gisin, V. Scarani, and H. Zbinden // *Appl. Phys. Lett.* -2005, V. 87, pp. 194108

О КВАНТОВОЙ ТЕЛЕПОРТАЦИИ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

Фалеева М.П., Попов И.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследуется возможность реализации алгоритма квантовой телепортации в турбулентной атмосфере. Оценивается влияние параметров атмосферы на вероятность разрушения запутанности пары кубитов, участвующих в телепортации. Вероятность сохранения запутанности в результате телепортации в зависимости от параметров атмосферы рассчитывается по величине расстояния от матрицы плотности полученного состояния до подпространства незапутанных состояний.

Турбулентная атмосфера является довольно сложной средой для математического описания. Такое явление, как блуждающий луч, уширение луча, сцинтилляция и ухудшение когерентности, вызывают различные флуктуации параметров среды и характеристик распространения света, в том числе неклассических его характеристик. Мы исследуем влияние параметров атмосферы на точность воспроизведения телепортации квантового состояния света, которая возможна только благодаря такому свойству квантовых единиц информации как способности быть запутанными.

В данной работе рассматриваемый свет генерируется в виде гауссова пучка, а затем отправляется на приемник. Приемник имеет круглое отверстие. Мы фокусируемся на эффекте блуждающего луча, который является доминирующим для слабой турбулентности. Блуждающие лучи обычно обрезаются апертурой, поэтому возникают потери света. Прошедший свет оценивается коэффициентом пропускания. Гауссов пучок описывается модами параксиального уравнения Гельмгольца для функции: Ψ [1]:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{2k} \Delta_{\perp} + kn_1(x, y, z) \right) \Psi_{in/out}(x, y, z; k) = 0,$$

где $\Delta_{\perp} : \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, k - это волновое число электромагнитной волны, $n_1(x, y, z)$

-случайное отклонение коэффициента от его среднего значения, которое имеет дельта-корреляцию в направлении распространения. Одной из основных задач описания распространения света в свободном пространстве является нахождение распределения вероятностей этого параметра. Гауссово распределение вероятностей достаточно хорошо аппроксимирует показатель преломления n_1 для случая слабой турбулентности.

Кубит можно представить как линейную комбинацию двух мод. Нахождение фотона в первой моде отвечает базисному состоянию $|0\rangle$, в другой моде – состоянию $|1\rangle$. Соответственно, известный алгоритм квантовой телепортации можно записать в привычных обозначениях, с учетом того, что кубиты кодируются с помощью мод гауссова пучка света.

Чтобы получить оператор плотности для состояния проходящего света, мы будем использовать подход отношений ввода-вывода в терминах Р-функции Глаубера-Сударшана. Этот подход был применен в работах [2-3] для получения матриц выходной плотности проходящего света в турбулентной атмосфере.

Хорошо известная Р-функция Глаубера-Сударшана определяется путем определения формы оператора плотности $\hat{\rho}$ в базисе когерентных состояний $\{|\alpha\rangle\}$:

$$\hat{\rho} = \int P(\alpha) |\alpha\rangle \langle \alpha| d^2\alpha.$$

Следующая формула для Р-функции более важна для практических расчетов:

$$P(\alpha) = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\beta) \exp(\alpha\beta^* - \alpha^*\beta) d^2\beta.$$

Здесь $\Phi(\beta) = \text{Tr}[\hat{\rho} \exp(\hat{a}^+ \beta) \exp(-\hat{a} \beta^*)]$ - характеристическая функция; \hat{a} , \hat{a}^+ - операторы уничтожения и рождения.

Соотношения для вышеуказанных функций между начальным состоянием и состоянием, переданным через турбулентную среду, задаются следующими выражениями:

$$\rho_{out} = \langle \rho_T \rangle = \int_D P(T) \rho_T dT,$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение с функцией распределения вероятностей коэффициента передачи $\rho(T)$, которое сводится к усреднению с функцией распределения вероятностей расстояния отклонения луча r :

$$\langle f(T) \rangle = \int_D \rho(T) f[T] dT = \int_0^\infty p(r; d, \sigma) f[T(r)] dr,$$

$$D = \left\{ \left| T_{1,k_1} \right|^2 \leq 1, \left| T_{2,k_2} \right|^2 \leq 1 \right\}.$$

Оценка вероятности сохранения запутанности в ходе телепортации от параметров атмосферы рассчитывается по разработанному методу, состоящему в нахождении величины степени независимости преобразования кубитов. Метод основан на сингулярном разложении матрицы плотности квантового состояния [4].

1. C. Andrews, Ronald L. Phillips, "Laser beam propagation through random media", SPIE Press Monograph, **PM152**
2. D. Yu. Vasylyev, A. A. Semenov, W. Vogel, *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 220501 (2012).
3. D. Yu. Vasylyev, A. A. Semenov, W. Vogel, *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 090501 (2016).
4. Faleeva M.P., Popov I.Y., Zezula I. On Quantitative Determination of the Degree of Independence of Qubit Transformation by a Quantum Gate or Channel // Optics and spectroscopy - 2018, **124**, No. 5, pp. 720-725

РАМАНОВСКИЙ ГАЗОАНАЛИЗАТОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ УГЛЕРОДА В ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ

Виткин В.В., Чубченко Я.К., Полищук А.В., Григоренко К.М.,
Кенжебаева Ю., Ковалёв А.В., Попов Е.Э.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлен рамановский газоанализатор, позволяющий определять концентрацию изотопов углерода в газовых смесях при атмосферном давлении. Представлено экспериментальное исследование газа $^{13}\text{CO}_2$ высокой чистоты, и определены Q-ветви резонанса Ферми.

Анализ соотношения изотопов углерода это мощный инструмент, применяемый во многих технологических и научных сферах, как определение подлинности пищевых продуктов, геохимия, медицина, криминология, мониторинг состояния окружающей среды. Масс-спектропия изотопного анализа по-прежнему является самой точной технологией таких измерений. Существуют и другие методы изотопного анализа, в частности спектроскопия ядерного магнитного резонанса. Эти методы требуют сложного, дорогостоящего оборудования, ограничивающего их применение.

Внедрение представляемой спектроскопической технологии позволяет совершить прорыв в области изотопного анализа газов, делая возможным измерения в текущем времени, полевые измерения. Был применен метод, описанный в работах [1, 2, 3]. Для возбуждения Рамановских переходов используется одночастотный твердотельный лазер с длиной волны 532 нм, и выходной мощностью 2Вт с продольной модой TEM₀₀. Излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 160 мм в ячейку с газом, объёмом 20 мл, рассчитанную на работу с максимальным давлением 100 атмосфер. Давление в эксперименте составляло 1 атмосферу. При использовании смесей при другом давлении газоанализатору необходима дополнительная калибровка. Сигнал рассеянного рамановского излучения собирался объективом с фокусным расстоянием 50 мм, относительным отверстием f/1.8, затем, проходя через фильтр, отсекающий полосу излучения накачки фокусировался на спектрометр Черни-Тёрнера. Используемая в эксперименте CCD-матрица с разрешением 2048×256 пикселей охлаждалась элементами Пельтье до температуры -10°C . Размер пикселя составлял 12×12 мкм.

Для точного измерения изотопного соотношения необходимы калибровочные газы. Калибровочные газы, которые можно отследить с помощью стабильных изотопов могут быть получены гравиметрическим путём из чистых $^{13}\text{CO}_2$ и $^{12}\text{CO}_2$. В ходе работы был получен рамановский спектр чистого (99,5%) $^{13}\text{CO}_2$ газа при атмосферном давлении, представленный на рисунке.

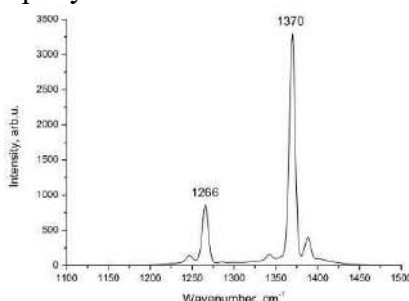


Рисунок. Рамановский спектр $^{13}\text{CO}_2$ газа 99,5% чистоты при атмосферном давлении

На рисунке представлены полученные спектры газа $^{13}\text{CO}_2$. Две Q-ветви Ферми для резонансного пика расположены на волновых числах 1266 и 1370 cm^{-1} , что хорошо соотносится с работой [4]. Отношение интенсивностей составляющих ~ 3.8 в то время, как для $^{12}\text{CO}_2$ это соотношение ~ 1.7 , что делает возможным численное определение

изотопной пропорции в газовой смеси. В этом случае $^{13}\text{CO}_2$ атомы обладают большей и массой, а следовательно, и меньшими волновыми числами, чем $^{12}\text{CO}_2$. Как и ожидалось, линии $^{13}\text{CO}_2$ сдвинуты на 104 см^{-1} в стороны меньших частот относительно $^{12}\text{CO}_2$, так как максимумы этих линий соответствуют частотам колебаний атомов в молекуле. Таким образом, результаты были подтверждены и рамановский спектр может быть использован для оценки концентрации. Стандартное отклонение интенсивности от максимального значения не превышало 2%. Следовательно, Концентрация $^{13}\text{CO}_2$ в чистом $^{12}\text{CO}_2$ может быть измерена с ошибкой, не превышающей 2%.

Для измерения концентрации изотопов углерода в газовых смесях низкой чистоты возможно варьирование параметров газоанализатора: увеличени времени накопления, повышение интенсивности излучения, применение узкополосных фильтров для исключения из обработки рамановского излучения прочих составляющих смеси.

В заключение стоит отметить, что в работе представлен полученный спектр газа $^{13}\text{CO}_2$ высокой чистоты. Представлен рамановский газоанализатор, позволяющий анализировать смеси чистых газов с точностью не хуже 2%.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Науки и Высшего образования Российской Федерации, Грант RFMEFI57518X0180

1. M.A. Buldakov, et. al., Raman Gas-Analyzer for Analyzing Environmental and Technogenic Gas Medi *Atmospheric and Oceanic Optics*, Vol. **25**, No. 4, 298–303, 2012.

2. D.V. Petrov et. al. High-Sensitivity Spontaneous Raman Spectrometer for Gaseous Media, *Journal of Applied Spectroscopy*, Vol. **82**, No. 1, 120–124, 2015.

3. D.V. Petrov, I.I. Morozov Raman Gas Analyzer (RGA): Natural Gas Measurements, *Applied Spectroscopy*, Vol. **70**, No. 10, 1770–1776, 2016.

4. K.M. Rosso, R.J. Bodnar, R.J. Microthermometric and Raman spectroscopic detection limits of CO_2 in fluid inclusions and the Raman spectroscopic characterization of CO_2 . *Geochimica et Cosmochimica Acta*, Vol. **59** № 19, 3961–3975, 1995.

КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

PHOTON-AVALANCHE-LIKE PROCESSES IN HETEROSTRUCTURES WITH DEEP QUANTUM WELLS: ALL- OPTICAL SWITCHING AND LIGHT-WITH-LIGHT CONTROLLING

Perlin E. Yu. and Popov A.A.

Research Center “Informational Optical Technologies”,

ITMO University, St. Petersburg, Russia

Email: perlin.mail.ifmo.ru

Novel features of nonlinear optical processes in heterostructures with deep quantum wells (QWs) under laser pulses will be considered. The following processes will be discussed: type I (conventional) photon-avalanche-like effects and in systems of impure rare-earth (RE) ions [1, 2] and in deep QWs [3, 4]: for this type of effects the photon absorption and the energy transfer between electrons are involved in different elementary events;

type II: single- or many-photon absorption and the energy transfer are involved in one elementary event in intrinsic crystals with special types of the electron energy band structure [5-7], wide-gap crystals with high concentration of deep impurity centers, and deep QWs [8-11].

Quantum-mechanical calculations of the rates of elementary processes involved in above-mentioned phenomena were carried out within high-order perturbation theory. The results of these calculations were applied to analyze kinetics of non-equilibrium electron-hole pairs producing, optical transmission, and optical switching the media between states with essentially different optical and electrical properties.

It was shown that in all cases under consideration a rather narrow region of laser intensities j appears where both the populations of electron states and optical transmission dramatically change even at small change of j . A number of crystals and heterostructures, whose electron band structure and geometric parameters allow the above-described transient nonlinear processes of photoexcitation and optical switching, are considered in detail.

Typical times τ and densities of light energy Ξ for all-optical switching are estimated as $\tau \sim 1 \div 10$ ns and $\Xi \sim 1 \div 10$ pJ/cm² respectively.

Different aspects of light-with-light controlling are discussed.

1. J.S. Chivian, W.E. Case, and D.D. Eden, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 124 (1979) doi 10.1063/1.91044

2. S. Guy, M.-F. Joubert, B. Jacquier, *Phys. Rev. B*, **55**, 8240 (1997) doi 10.1103/PhysRevB.55.8240

3. E.Yu. Perlin, *J. Luminesc.*, **94–95**, 249. (2001) doi 10.1016/S0022-2313(01)00288-5

4. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, and R.S. Levitskiĭ, *JETP*, **96**, 543 (2003) doi 10.1134/1.1567429

5. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, and R.S. Levitskiĭ, *JETP*, **101**, 357 (2005) doi 10.1134/1.2047802

6. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, and A.A. Popov, *Opt. Spectrosc.*, **113**, 376 (2012) doi 10.1134/S0030400X12100074

7. E.Yu. Perlin, A.V. Ivanov, and A.A. Popov, *Opt. Spectrosc.*, **115**, 739 (2013) doi 10.1134/S0030400X13110179

8. E.Yu. Perlin, R.S. Levitskiĭ, A.V. Ivanov, and K.A. Eliseev, *Opt. Spectrosc.*, **118**, 229 (2015) doi 10.1134/S0030400X15020150

9. E.Yu. Perlin, R.S. Levitskiĭ, A.V. Ivanov, and K.A. Eliseev, *Opt. Spectrosc.*, **119**, 216 (2015) doi 10.1134/S0030400X15080184

10. A.A. Popov, E.Yu. Perlin, and A.V. Ivanov, *Opt. Spectrosc.*, **124** (4), 492 (2018) doi 10.21883/OS.2018.04.45749.288-17

11. E.Yu. Perlin, M.A. Bondarev, and A.A. Popov, *Opt. Spectrosc.*, 2018, Vol. **125**, 1006 (2018) doi: 10.1134/S0030400X18.

«ТАНЦУЮЩИЕ» СВЕТОВЫЕ ПУЛИ В ОПТОВОЛОКНАХ

Сазонов С.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

Развит метод усредненного лагранжиана для аналитического исследования распространения солитонов в градиентном оптоволокне. Получено приближенное устойчивое решение, названное «танцующей световой пулей», в виде локализованного сгустка энергии, который распространяется по спиралевидной траектории типа пространственной фигуры Лиссажу.

Хорошо известно, что фокусирующая керровская (кубическая) нелинейность в купе с дифракцией и аномальной дисперсии групповой скорости (ДГС) неспособна в однородной объемной среде сформировать устойчивый локализованный во всех направлениях пространственно-временной солитон – световую пулю [1]. В некоторых случаях к устойчивому равновесию может привести линейная рефракция, создаваемая градиентным волноводом с неоднородным распределением в его поперечном сечении линейного показателя преломления. Возникает вопрос о том, как аналитически учесть влияние градиентного волновода. Световые пули могут использоваться в системах волоконно-оптической связи. Поэтому аналитические исследования распространения световых пуль в градиентных волноводах весьма желательны и актуальны.

Возникает вопрос о том, как аналитически учесть влияние градиентного волновода. Действительно, в данном случае нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных размерности (3+1) содержит слагаемые, коэффициенты которых зависят от поперечных координат \mathbf{r}_\perp [1]:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \alpha |\psi|^2 \psi = g(\mathbf{r}_\perp) \psi + \frac{c}{2n\omega} \Delta_\perp \psi, \quad (1)$$

где z - ось в направлении распространения импульса, $g(\mathbf{r}_\perp) = \frac{\omega n^2 - 1}{c} \frac{1}{2n} f(\mathbf{r}_\perp)$, ω - несущая частота оптического солитона, c - скорость света в вакууме, $n = \sqrt{1 + 4\pi\chi_0}$, $\tau = t - z/v_g$, n , χ_0 и v_g - показатель преломления, электрическая восприимчивость среды и групповая скорость соответственно в центре поперечного сечения волновода, безразмерная функция $f(\mathbf{r}_\perp)$ определяет зависимость восприимчивости среды от \mathbf{r}_\perp : $\chi(\mathbf{r}_\perp) = \chi_0 [1 + f(\mathbf{r}_\perp)]$, при этом $f(0) = 0$, β_2 - показатель дисперсии групповой скорости (ДГС) на оси оптоволокна, α - коэффициент, характеризующий керровскую нелинейность среды, Δ_\perp - поперечный лапласиан.

В отсутствие правой части уравнение (1) совпадает с нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) для одномерного импульса, распространяющегося в однородной среде. НУШ имеет известное решение в виде временного солитона.

Для учета правой части в (1) выберем пробное решение, отталкиваясь от данного временного солитона:

$$\psi = \sqrt{-\frac{\beta_2}{\alpha}} e^{i\theta} \rho \operatorname{sech}(\rho\tau), \quad (2)$$

где θ и ρ - неизвестные функции координат.

Далее используем метод усредненного лагранжиана [2 – 5], адаптировав его к случаю неоднородных сред. Подставляя это решение в лагранжиан, соответствующий уравнению (1) и интегрируя его по «бегущему времени» τ , получим «усредненный лагранжиан». Из него с помощью уравнений Эйлера – Лагранжа записываем систему уравнений для θ и ρ . Формально полученная система описывает двумерное течение

квантовой бозе-жидкости во внешнем поле. Роль внешнего поля играет неоднородное распределение показателя преломления в поперечном сечении световода. Параболическому закону распределения показателя преломления соответствует коэффициент $g(\mathbf{r}_\perp)$ в (1) вида

$$g(\mathbf{r}_\perp) = g(x, y) = -\frac{\omega n^2 - 1}{c} \frac{1}{2n} \left(\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{a_2^2} \right), \quad (3)$$

где a_1 и a_2 - характерные размеры световода вдоль главных поперечных осей.

В этом случае приближенное решение уравнений для солитонных параметров θ и ρ имеет вид

$$\theta = \left(\frac{\mu^2}{4} \sum_{j=1}^2 \frac{1}{l_{Dj}} + \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{l_d} \right) z + \frac{n\omega}{c} \sum_{j=1}^2 \varepsilon_j q_{j0} \left\{ \frac{q_{j0}}{4} \sin[2(\varepsilon_j z + \delta_j)] + x_j \cos(\varepsilon_j z + \delta_j) \right\}, \quad (4)$$

$$\rho = \frac{1}{\tau_p} \exp \left\{ - \sum_{j=1}^2 \frac{[x_j - q_{j0} \sin(\varepsilon_j z + \delta_j)]^2}{2R_{j0}^2} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $\mu \approx 1.559$, l_d и l_{Dj} - дисперсионная и компоненты дифракционной длины вдоль осей x ($j=1$) и y ($j=2$) соответственно, определенные выражениями

$$l_d = \frac{2\tau_p^2}{|\beta_2|}, \quad l_{Dj} = \frac{n\omega}{c} R_{j0}^2, \quad (6)$$

R_{j0} - компоненты апертуры солитона,

$$\varepsilon_j = \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{na_j}, \quad (7)$$

q_{j0} , δ_j - постоянные, определяемые условиями на входе.

Согласно выражениям (2), (4) и (5), «центр масс» сгустка световой энергии $\sim |\psi|^2 \sim \rho^2 \text{sech}^2[\rho(t - z/v_g)]$ распространяется по траектории, описываемой параметрическими уравнениями

$$z_c = v_g t, \quad x_c = q_{10} \sin(\omega_1 t + \delta_1), \quad y_c = q_{20} \sin(\omega_2 t + \delta_2). \quad (8)$$

Здесь $\omega_{1,2} = v_g \varepsilon_{1,2}$.

В общем случае это достаточно сложная пространственная кривая. При этом в поперечной плоскости $z = v_g t$ «центр масс» пули описывает фигуры Лиссажу. Данные фигуры являются суперпозицией колебательных движений вдоль осей x и y с частотами ω_1 и ω_2 соответственно.

Решение, определенное выражениями (2), (4) и (5), можно назвать «танцующей световой пулей».

С прикладной точки зрения важен случай, где $\beta_2 < 0$, а керровская нелинейность имеет фокусирующий характер ($\alpha > 0$). В этом случае l_d и l_{Dj} связаны выражением

$$\frac{1}{l_{Dj}} = \frac{4}{\mu^2} \left(\sqrt{\frac{1}{l_d^2} + \frac{\mu^2}{4} \varepsilon_j^2} + \frac{1}{l_d} \right). \quad (9)$$

Условия устойчивости наиболее просто выглядят в случае аксиально-симметричного световода ($a_1 = a_2 = a$) и аксиально-симметричной пули ($R_{10} = R_{20} = R_0$):

$$R_0 > R_{\min} = 0.27 \frac{\sqrt{\lambda a}}{(n^2 - 1)^{1/4}}, \tau_p > \tau_{\min} = 1.05 \frac{\sqrt{n|\beta_2|a}}{(n^2 - 1)^{1/4}}, \quad (10)$$

где $\lambda = 2\pi c / \omega$ - длина волна, соответствующая несущей частоте ω .

В этом, аксиально-симметричном, случае траектория центра масс вырождается в пространственную винтовую линию. Упомянутые выше фигуры Лиссажу принимают вид эллипсов.

Здесь мы использовали усредненный вариационный подход к уравнению (1). При этом не учитывается зависимость нелинейного показателя преломления n_2 от \mathbf{r} . Однако с помощью использованного подхода это можно сделать. Затруднений принципиального характера на этом пути не встречается.

Уравнение (1) можно использовать для импульсов длительности $\tau_p \geq 100 \text{ fs}$. Если $\tau_p \sim 10 \text{ fs}$, уравнение (1) должно быть дополнено высшими порядками линейной и нелинейной дисперсии [1, 6]. Желательно развитие усредненного вариационного подхода для этих случаев.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19 – 02 – 00234а).

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны*, М.: Физматлит, 2005.
2. С.К. Жданов, Б.А. Трубников, *ЖЭТФ*, **92**, 1612 – 1618, (1987).
3. С.К. Жданов, Б.А. Трубников, *Квазигазовые неустойчивые среды*, М.: Наука, 1991.
4. С.В. Сазонов, *ЖЭТФ*, **130**, 145 – 160, (2006).
5. S.V. Sazonov, M.S. Mamaikin, M.V. Komissarova, and I.G. Zakharova, *Phys. Rev. E*, **96**, 022908-1 - 022908-9, (2017).
6. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Boston: Academic Press Inc., 1989.

ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ТИТАН-САПФИРОВОМ ЛАЗЕРЕ ЗА СЧЕТ КОГЕРЕНТНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ

Архипов М.В.***, Шимко А.А.*, Архипов Р.М.***,
Бабушкин И.В.***, Розанов Н.Н.*****

*Санкт-Петербургский государственный Санкт-Петербург, Россия

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Hannover, Germany

****ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

*****Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Сообщается о первой экспериментальной демонстрации режима пассивной синхронизации мод за счет когерентного поглотителя в режиме самоиндуцированной прозрачности. Он наблюдался в титан-сапфировом лазере с когерентным поглотителем, роль которого выполняли пары рубидия.

В 2019 году исполнилось ровно 50 лет с момента опубликования в Physical Review статьи МакКола и Хана «Self-Induced Transparency» посвященной теории и эксперименту по наблюдению эффекта самоиндуцированной прозрачности [1]. Работа была процитирована согласно данным Google Scholar 1697 раз. Результаты этой работы вошли практически во все учебники по нелинейной оптике и квантовой электронике. В монографии [2] И.Р. Шена «Принципы нелинейной оптики», изданной спустя пятнадцать лет в 1984 году в разделе «самоиндуцированная прозрачность», было написано «явление самоиндуцированной прозрачности, несомненно, является чрезвычайно интересным, его применение в науке и технике пока всерьез не рассматривалось».

Действительно, с точки зрения общих представлений было ясно, что такое нелинейное явление можно использовать в лазерах для формирования режима синхронизации мод. О подобных попытках сообщалось в работе [3], авторы которой размещали дополнительную разрядную трубку с неоном в резонаторе гелий-неонового лазера, пытаясь использовать переходы в разряде чистого неона, на которых происходила генерация в смеси гелия с неоном в качестве поглотителя. Получив синхронизацию мод, авторы не пришли к выводу о том, что наблюдавшийся режим был следствием возникновения импульсов самоиндуцированной прозрачности. По их мнению, он возникал из-за насыщения поглощения.

В последующие годы, после появления лазеров на красителях и особенно с развитием твердотельных лазеров были найдены многочисленные нелинейные среды, которые на основе механизма насыщения поглощения обеспечивали режим пассивной синхронизации мод и генерацию импульсов пикосекундного диапазона длительностей [4-7]. Развитие технологий производства лазерных сред привело созданию лазеров с очень широкими полосами усиления, прежде всего титан-сапфирового лазера, что позволило перейти в фемтосекундный диапазон длительностей генерируемых лазерами импульсов [8,9].

За все эти годы движение в сторону уменьшения длительности импульсов при пассивной синхронизации мод шло по пути увеличения ширины полосы усиления и снижения времени релаксации просветляющегося поглотителя. При этом вне внимания большинства исследователей оставался тот факт, что ширина полосы усиления и поглощения не является принципиальным препятствием для получения лазерного излучения со спектром значительно шире, чем спектры линий усиления и поглощения. И, соответственно, возможным становится получить крайне малую длительность импульсов синхронизации, значительно меньше обратной ширины линии усиления и поглощения. А время релаксации возбужденного состояния в поглотителе может быть

значительно больше как длительности, так и периода следования импульсов. Такая ситуация реализуется, когда взаимодействие излучения с веществом является когерентным, то есть длительность импульса $\tau < T_2$, времени релаксации поляризации сред. Можно сказать, что систематическое теоретическое изучение такого режима было начато в работе [10] и продолжено в [11-17], хотя идеи о его возможности звучали и ранее. В литературе такой режим получил название «когерентной синхронизации мод», в англоязычной литературе «coherent mode-locking» (CML) или синхронизации мод за счет самоиндуцированной прозрачности, «self-induced transparency (SIT) mode-locking». Принципиально важно теоретическое предсказание реализации в такой ситуации генерации предельно коротких одноцикловых импульсов [14] и субцикловых диссипативных солитонов [18,19].

Тем не менее, в процессе обсуждений перспективности подхода, продолжали звучать критические мнения о практических нереализуемых идеях, высказанных в упомянутых работах. Здесь следует упомянуть о нашей попытке реализовать такой режим в лазере на красителе с поглощающей ячейкой, содержащей пары молекулярного йода, обладающими большим времени релаксации поляризации [20,21]. Однако, в тех экспериментах синхронизация мод возникала за счет формирования импульсов «нулевой площади» (0 π импульсов) в поглотителе, а не 2π импульсов СИП, которые получить не удалось.

Авторы хотят отметить, что наблюдения явления самоиндуцированной прозрачности в атомарных и молекулярных средах (пример такой работы в парах рубидия [22]), являются действительно сложными экспериментами. Именно поэтому сложилось мнение о практической неприменимости явления.

В данном докладе будут даны дополнительные к публикуемым в [23,24] подробности проведенных экспериментов, в которых явление самоиндуцированной прозрачности практически применено для получения режима синхронизации мод. Мы надеемся, а теоретические оценки говорят о такой возможности, реализовать в титан-сапфировом лазере длительности менее 1 пс в режиме пассивной синхронизации мод за счет самоиндуцированной прозрачности.

1. S.L. McCall, E.L. Hahn, *Phys. Rev.*, **83**, 457-485, (1969).
2. И.П. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, М; Наука, 1-558, (1986).
3. A.G. Fox, S.E. Schwarz, P.W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, **12**, 371-373 (1968).
4. P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, *IEEE J. Quantum Electron*, **8** 766-782 (1972).
5. H.A. Haus, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron*, **6**, 1173- (2000).
6. J.C. Diels, W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse, Phenomena*, Elsevier (2006).
7. U. Keller, *Appl. Phys. B.*, V. **100**, 15-28, (2010).
8. D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, *Opt. Lett.*, **16**, 1, 42-44 (1991).
9. P.G. Kryukov, *Physics-Uspkhi*, **56**, №9, 849-867 (2013).
10. V.V. Kozlov, *Phys. Rev. A*, **56**, 1607-1612, (1997).
11. V. P. Kalosha, M. Müller, J. Herrmann, *Opt. Lett.*, **23**, 117-119 (1998).
12. M. Müller, V. P. Kalosha, J. Herrmann. *Phys. Rev. A*, **58**, №2, 1372-1381, (1998).
13. V.P. Kalosha, M. Müller, J. Herrmann, *JOSA B*, **16**, №2, 323-338, (1999).
14. V.V. Kozlov, N.N. Rosanov, S. Wabnitz, *Phys. Rev. A*, **84**, 053810, (2011).
15. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, *JETP Letters*, **101**, 3, 149-153, (2015).
16. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, *Opt. Comm.* **361**, 73-78, (2016).
17. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, N.N. Rosanov *Opt. Lett.*, **41**, 4, 737-740, (2016).
18. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов, *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 337-340, (2006).

19. Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов, *Опт. и спектр.*, **106**, 793-797, (2009).
20. R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, I. Babushkin, *JETPLett.*, **101**, 4, 232-235, (2015).
21. M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, R.M. Arkhipov, I. Babushkin, A.A. Kalinichev, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov, *LaserPhysicsLetters*, **15**, №7, 075003, (2018).
22. R. E. Slusher, H. M. Gibbs, *Phys. Rev. A*, **5**, №4, 1634-1655, (1972).
23. Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.А. Шимко, И. Бабушкин, Н.Н. Розанов, *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 1, 657-611, (2019).
24. M.V. Arkhipov, A.A. Shimko, R.M. Arkhipov, I. Babushkin, N.N. Rosanov, *Optics Express*, 2019, (in press).

ДИНАМИКА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ СОЛИТОНОВ ОБОБЩЕННОЙ РЕДУЦИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА–БЛОХА

Сазонов С.В., Устинов Н.В.* **

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**Калининградский институт управления, г. Калининград, Россия

Рассмотрено обобщение редуцированной системы уравнений Максвелла–Блоха на случай отказа от приближения среды двухуровневых атомов. Проведено исследование полученной системы материальных и волновых уравнений на интегрируемость. Построены и изучены различные решения солитонного и бризерного типов.

Получение в лабораторных условиях электромагнитных импульсов все более коротких длительностей является одним из основных направлений развития нелинейной оптики [1–3]. К импульсам с длительностью порядка одного–двух периодов электромагнитных колебаний неприменимо приближение медленно меняющихся огибающих (ММО), поскольку здесь уже нельзя говорить об огибающей. За такими импульсами закрепился термин предельно короткие импульсы (ПКИ).

Впервые отказ от приближения ММО был совершен, пожалуй, в работе [4] при альтернативном подходе к описанию явления самоиндуцированной прозрачности в двухуровневой среде. Вместо приближения ММО было использовано приближение однонаправленного распространения, в котором считается, что концентрация двухуровневых атомов мала. В результате была получена так называемая редуцированная система уравнений Максвелла–Блоха (РМБ). Эта система оказалась интегрируемой методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [5, 6].

Настоятельная необходимость в развитии теоретических методов нелинейной оптики ПКИ назрела к началу 90-х годов прошлого столетия в связи с экспериментальными достижениями по генерации таких импульсов. Для описания распространения ПКИ в двухуровневой среде было предложено в работах [7, 8] использовать приближение внезапного возбуждения. При этом концентрация атомов не предполагалась малой. В результате исключения материальных переменных было получено для интеграла по времени от электрического поля импульса знаменитое уравнение синус–Гордона, тоже интегрируемое в рамках МОЗР [6].

Из-за того, что спектр ПКИ широкий, с ним могут взаимодействовать сразу несколько квантовых переходов. Вследствие этого приближение двухуровневой среды теряет свою силу. В работах [9, 10] был проведен учет квантовых переходов с выделенных двух уровней на вышележащие квантовые состояния. Эти состояния аппроксимировались двумя удаленными уровнями с порядковыми номерами 3 и 4. При этом к выделенному переходу применялось приближение внезапного возбуждения, а к другим разрешенным переходам — приближение оптической прозрачности. В результате для интеграла по времени от поля импульса было получено обобщенное уравнение синус–Гордона, которое оказалось интегрируемым с помощью МОЗР [10].

Целью настоящей работы является поиск интегрируемого обобщения системы РМБ при исследовании распространения ПКИ в многоуровневой среде малой атомной концентрации без использования приближения внезапного возбуждения.

Пусть электромагнитный импульс плоский и распространяется вдоль оси z в четырехуровневой среде. В рамках полуклассического подхода эволюцию квантовой системы описываем уравнением фон Неймана для матрицы плотности, а динамику поля импульса — уравнениями Максвелла. Используя приближения оптической прозрачности и однонаправленного распространения, удалось исключить элементы

матрицы плотности, соответствующие переходам на удаленные состояния, и свести задачу к обобщенной системе РМБ следующего вида:

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} = -(\omega_0 + \beta \Omega^2) V, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} = (\omega_0 + \beta \Omega^2) U + \Omega W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\Omega V, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} = -\alpha \frac{\partial}{\partial \tau} (U - 2\beta \Omega W). \quad (4)$$

Здесь U , V и W — блоховские переменные, соответствующие выделенному переходу, ω_0 — его частота, $\tau = t - z/v_0$, t — время, переменная Ω пропорциональна электрическому полю импульса; постоянные α , β и v_0 выражаются через физические параметры рассматриваемой задачи.

Положив $\beta = 0$ в уравнениях (1)–(4), получим хорошо известную систему РМБ, справедливую для системы двухуровневых атомов. Ниже уравнения (1)–(4) будем называть обобщенной системой РМБ (ОРМБ).

Из уравнений (1) и (2) видно, что вклад квантовых переходов на удаленные состояния сводится к динамическому штарковскому смещению частоты ω_0 выделенного перехода. Кроме того, как следует из уравнения (4), переходы на удаленные квантовые состояния вносят нелинейный вклад в динамический поляризационный отклик среды.

Подчеркнем, что дипольные моменты разрешенных квантовых переходов могут находиться в разных количественных отношениях друг с другом. Поэтому слагаемые в уравнениях (1), (2) и (4), учитывающие отклонение от двухуровневой модели, нельзя рассматривать только лишь как малые поправки к системе РМБ.

Системы уравнений эквивалентные модифицированным уравнениям РМБ (МРМБ) рассматривались в работах [11–14]. Эти уравнения интегрируемы МОЗР и описывают динамику двухкомпонентных электромагнитных и акустических импульсов в анизотропных нелинейных двухуровневых средах. Различные типы солитонных и бризерных решений системы МРМБ были подробно исследованы [12–14].

Система ОРМБ (1)–(4) тоже оказалась интегрируемой в рамках МОЗР, поскольку она связана с уравнениями МРМБ заменой зависимых и независимых переменных [15]. Эта связь позволила получить решения системы ОРМБ, исходя из известных решений уравнений МРМБ. При этом выделяются три следующих случая: $\beta < -1/(4\omega_0)$, $-1/(4\omega_0) < \beta < 0$ и $\beta > 0$.

Случай $\beta < -1/(4\omega_0)$. Здесь система ОРМБ не имеет стационарных солитонных решений, но имеет бризерные решения. Если несущая частота бризерного решения достаточно мала, то оно имеет в центре осцилляцию с заостренной формой и с амплитудой, значительно превышающей амплитуды соседних осцилляций. Этот случай не может быть рассмотрен при использовании приближения внезапного возбуждения, поскольку он соответствует пределу $\omega_0 \rightarrow 0$.

Случай $-1/(4\omega_0) < \beta < 0$. Здесь система ОРМБ имеет стационарные солитонные решения. В отличие от системы РМБ, амплитуда этих солитонов не является обратно пропорциональной их длительности. Двухсолитонное решение описывает упругое столкновение стационарных солитонов. Интересные особенности возникают при столкновении солитонов противоположных полярностей. Здесь могут возникать короткоживущие импульсы большой амплитуды, динамика которых схожа с

динамикой волны-убийцы [16]. Заметим, что в случае системы РМБ столкновение солитонов противоположных полярностей приводит к возникновению импульса, амплитуда которого равна сумме амплитуд сталкивающихся солитонов. Как и в предыдущем случае, тут существуют бризерные решения, имеющие осцилляцию с заостренной формой.

Случай $\beta > 0$. Здесь система ОРМБ имеет стационарные солитонные и бризерные решения прямоугольной формы. Заметим, что подобного рода решения были ранее получены для различных обобщений уравнения синус–Гордон [9, 10, 15].

Таким образом, найдено физическое обобщение системы РМБ, учитывающее переходы на удаленные квантовые состояния с двух выделенных стационарных уровней. Полученная система уравнений ОРМБ (1)–(4) оказалась интегрируемой методом обратной задачи рассеяния. Важно, что с помощью системы ОРМБ можно рассматривать ситуации, при которых не справедливо приближение внезапных возбуждений. Это расширяет спектральный диапазон ПКИ, динамика которых описываются с помощью системы ОРМБ.

Исследованные солитонные и бризерные решения выявили их отличительные особенности от соответствующих решений системы РМБ. В значительной степени это касается процесса столкновения солитонов разных полярностей. В отличие от столкновения солитонов системы РМБ здесь может возникать короткоживущий импульс большой амплитуды, динамика которого похожа на динамику волны-убийцы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17–11–01157).

1. T. Brabec, F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545-591, (2000).
2. A.I. Maimistov, *Quantum Electronics*, **30**, 287-304, (2000).
3. H. Leblond, D. Mihalache, *Phys. Rep.*, **523**, 61-126, (2013).
4. J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, P.J. Caudrey, R.K. Bullough, *J. Phys. A: Math., Nucl. Gen.*, **6**, 1337-1347, (1973).
5. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский, *Теория солитонов: Метод обратной задачи*, М.: Наука, 1980.
6. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, М.: Мир, 1988.
7. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, *Письма в ЖЭТФ*, **51**, №5, 252-255, (1990).
8. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, В.А. Ущаповский, *ЖЭТФ*, **100**, №3(9), 762-775, (1991).
9. С.В. Сазонов, *ЖЭТФ*, **146**, №3(9), 483-499, (2014).
10. S.V. Sazonov, N.V. Ustinov, *Phys. Rev. A*, **98**, Art. no 063803, (2018).
11. A.A. Zabolotskii, *Physica D*, **185**, 117-130, (2003).
12. N.V. Bakhar, N.V. Ustinov, *Proc. SPIE*, **6181**, Art. no 61810Q, (2006).
13. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов, *ТМФ*, **151**, № 2, 228-247, (2007).
14. С.В. Сазонов, Н.В. Устинов, *ФТТ*, **50**, № 6, 1076-1084, (2008).
15. N.V. Ustinov, *J. Math. Phys.*, **60**, Art. no 013503, (2019).
16. J.M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, G. Genty, *Nat. Photonics*, **8**, 755-764, (2014).

ПОЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Архипов Р.М.***, Пахомов А.В.**, Архипов М.В.***,
Бабушкин И.В.***, Демиркан А.***,
Моргнер У.***, Розанов Н.Н.**, ****, *****

*Санкт-Петербургский государственный Санкт-Петербург, Россия,

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия,

***Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, Germany,

****ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия,

*****Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Предложен и исследован механизм получения субцикловых терагерцовых импульсов, основанный на когерентном управлении низкочастотными резонансами в нелинейных средах посредством ультракоротких возбуждающих импульсов. Было показано, что данный метод обладает сравнительно высокой эффективностью и позволяет управлять формой получаемых импульсов.

Генерация ультракоротких импульсов в терагерцовой области представляет в наше время значительный интерес вследствие их многочисленных потенциальных применений в спектроскопии, медицине, обнаружении различных веществ. Существующие методы получения таких импульсов основаны преимущественно на частотной конверсии из оптического диапазона, посредством генерации второй гармоники, оптической ректификации или ионизационных нелинейностей [1].

В данной работе был предложен новый механизм получения субцикловых терагерцовых импульсов управляемой формы на основе когерентного управления резонансными колебаниями в нелинейных средах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Предполагается, что резонансная среда обладает квадратичной нелинейностью связи с возбуждающим полем, характерной, к примеру, для комбинационно-активных сред. Предлагаемый метод опирается на особенности эффективно одномерного распространения импульсов, которое выполняется на расстояниях порядка дифракционной длины или при распространении импульсов в волноводах. В этом случае излучаемое поле определяется не второй, а первой производной по времени от поляризации среды [2]. Было показано, что при возбуждении тонкой пленки нелинейной среды последовательностью из 2 ультракоротких импульсов и при должном выборе временной задержки между ними первый импульс инициирует излучение терагерцового импульса, а второй импульс – останавливает. В результате излученное поле имеет вид одноциклового терагерцового импульса. Выполненные расчеты на основе модели комбинационно-активной среды Платоненко-Хохлова [3] продемонстрировали потенциально высокую энергетическую эффективность данного метода.

1. K. Reiman, *Rep. Progr. Phys.*, **70**, 1597-1632, (2007).
2. M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, I.V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov, *Opt. Lett.*, **42**, 2189-2192, (2017).
3. V.T. Platonenko, R.V. Khokhlov, *Sov. Phys. JETP*, **19**, №2, 378-381, (1964).

ЭФФЕКТ МЕЖМОДОВЫХ БИЕНИЙ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ВКР-ЛАЗЕРЕ С НАКАЧКОЙ МНОГОМОДОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Чулков Р.В.*, Алямани А.***, Корожан О.П.*, Орлович В.А*

*Институт физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

**Центр науки и технологии им. короля Абдулазиза, г. Риад, Саудовская Аравия

Используя в качестве накачки лазер с модуляцией добротности резонатора, мы демонстрируем снижение порога ВКР и увеличение выходной энергии ВКР-лазера, а также генерацию им цуга пикосекундных импульсов при синхронизации частот модовых биений в возбуждающем и преобразованном излучении.

Твердотельные преобразователи частоты на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) предлагают собой доступную альтернативу традиционным источникам лазерного излучения в тех диапазонах спектра, где прямая лазерная генерация затруднена, либо невозможна. Как правило, такие преобразователи, работающие в нано-[1,2], микро- и мили-[3] секундных диапазонах длительности импульсов, а также в непрерывном [4-6] режиме генерации, выполнены по схеме так называемого ВКР-лазера, когда комбинационно-активная среда находится внутри оптического резонатора. При этом в качестве накачки таких преобразователей широко используется излучение коммерческих многомодовых лазеров.

Влияние тонкой структуры спектра многомодовой накачки на выходные характеристики ВКР-лазера обычно не принимается во внимание при разработке и оптимизации ВКР-лазеров. В то же время известно, что согласование ансамблей мод в спектрах возбуждающего и преобразованного излучения кардинальным образом меняет режим работы параметрических генераторов света (ПГС), что проявляется в виде резонансного увеличения их выходной мощности [7,8]. В настоящей работе мы рассматриваем влияние такого согласования на динамику генерации твердотельного ВКР-лазера с накачкой импульсами многократного АИГ:Nd лазера. Мы показываем, что при синхронизации частот модовых биений в импульсах возбуждающего и преобразованного излучения имеет место существенное снижение порога ВКР, увеличение выходной мощности ВКР-лазера, а также возможность реализации генерации им последовательности пикосекундных импульсов.

Для расчетов использовалась модель нестационарного ВКР в условиях оптической обратной связи, учитывающая вклад спонтанного комбинационного рассеяния, спектральную и поперечную структуру излучения накачки. В качестве источника накачки использовались линейно-поляризованные импульсы 2-ой гармоники длительностью 7 нс и спектральной шириной $0,7 \text{ см}^{-1}$, генерируемые АИГ:Nd лазером с активной модуляцией добротности. ВКР происходило на комбинационном переходе с частотным сдвигом 1047 см^{-1} в кристалле нитрата бария. Кристалл длиной 7 см был помещен в отдельный резонатор, сформированный двумя зеркалами, одно из которых имело хорошее пропускание на длине волны накачки. Коэффициенты отражения зеркал ВКР-лазера обеспечивали эффективную обратную связь на длинах волн 1-ой и 2-ой стоксовых компонент.

Экспериментально измеренные эффективности преобразования в стоксовые компоненты ВКР демонстрируют резкий рост в условиях согласования частот модовых биений в импульсах лазера накачки и ВКР-лазера, т.е. когда период обхода резонатора лазера накачки T_p либо равен, либо кратен малому числу периодов обхода резонатора ВКР-лазера T_R . (рис. 1). Соответственно, порог ВКР-генерации в этих условиях резко снижается.

Обнаруженные закономерности объясняются ростом коэффициента кросс-корреляции интенсивностей возбуждающего и преобразованного излучения. Наши

расчеты показывают, что значение последнего может возрастать до двух раз в согласованных конфигурациях (рис.2а), благодаря свойству периодичности автокорреляционных функций многомодового поля [9].

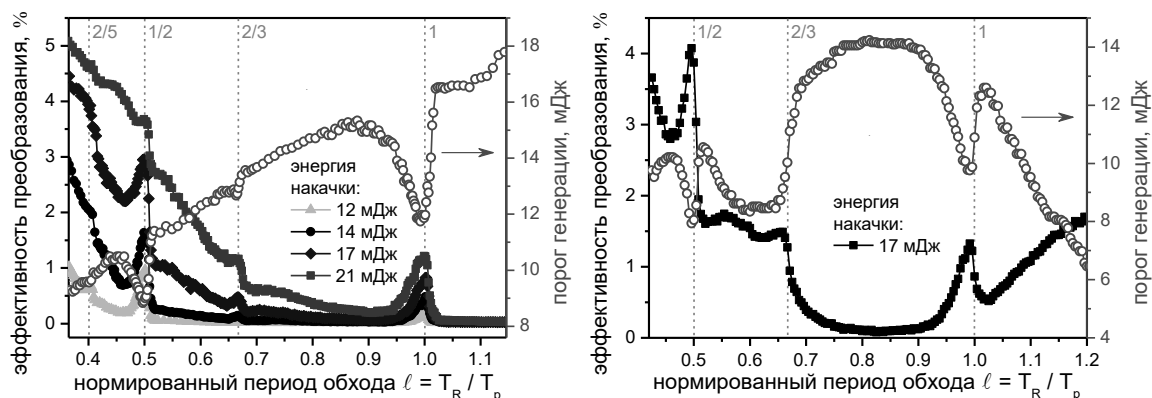


Рис. 1. Зависимости порога ВКР-генерации и эффективностей преобразования в излучение попутного ВКР, экспериментально полученные для ВКР-лазеров с плоскопараллельным резонатором (а) и устойчивым резонатором, сформированным сферическими зеркалами (б)

Феноменологически, такое возрастание объясняется эффектом синхронной накачки, когда мелкомасштабные структуры интенсивностей импульсов накачки и стоксовых импульсов согласованы друг с другом при каждом последующем обходе резонатора ВКР-лазера (рис. 2б).

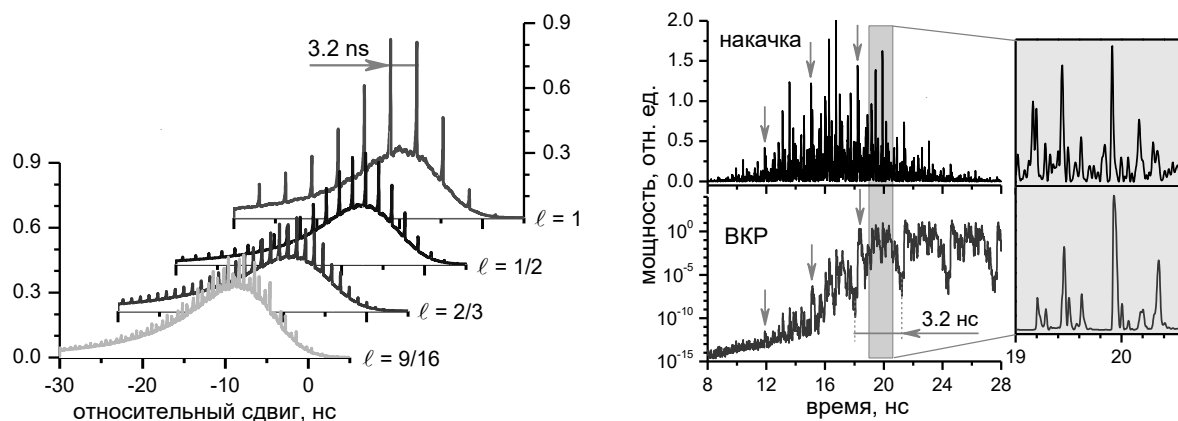


Рис. 2. Кросс-корреляционные функции интенсивности импульсов накачки и стоксовых импульсов, рассчитанные для различных отношений $l = T_R / T_p$ (а) и одна из численных реализаций (б), демонстрирующая эффект синхронной накачки в ВКР-лазере

На практике, такое согласование позволяет реализовать режим синхронизации мод для стоксовых компонент ВКР-лазера при относительно небольших превышениях порогов ВКР-генерации (1.2-1.5 раз). В этих условиях ВКР-лазер может генерировать последовательность пикосекундных импульсов, длительность которых сравнима со временем поперечной релаксации комбинационного перехода (рис. 3).

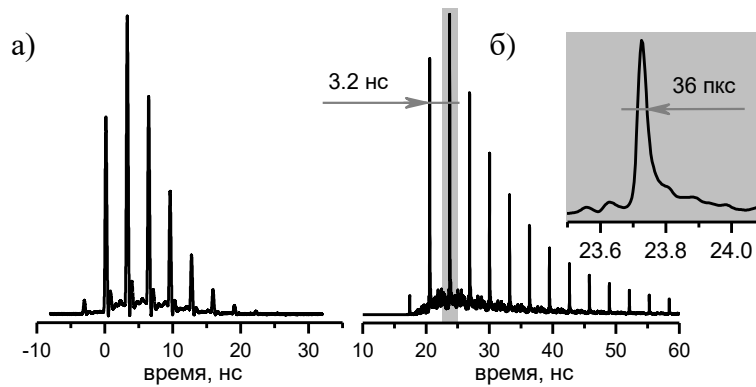


Рис. 3. Экспериментально зарегистрированные (а) и рассчитанные численно (б) импульсы генерации ВКР-лазера, когда $\ell = T_R / T_p = 1$. Каждая из осциллограмм представляет собой усреднение по 10^2 лазерным выстрелам

1. V.I. Dashkevich, V.A. Orlovich, *Laser Phys. Lett.*, **8**, 661–667, (2011).
2. V.A. Lisinetskii, H.J. Eichler, H. Rhee, X. Wang, V.A. Orlovich, *Opt. Commun.*, **281**, 2227–2232, (2008).
3. V.A. Lisinetskii, P.V. Shpak, A.S. Grabtchikov, P.A. Apanasevich, V.A. Orlovich, *ICONO/LAT 2007: Technical Digest*, Minsk, Belarus, I08–56.
4. V.A. Lisinetskii, A.S. Grabtchikov, P.A. Apanasevich, M. Schmitt, B. Kushner, S. Schlücker, V.A. Orlovich, *J. Raman Spectrosc.*, **37**, 421–428, (2006).
5. A.A. Demidovich, A.S. Grabtchikov, V.A. Lisinetskii, V.N. Burakevich, V.A. Orlovich, W. Kiefer, *Opt. Lett.*, **30**, 1701–1703, (2005).
6. V.N. Burakevich, V.A. Lisinetskii, A.S. Grabtchikov, A.A. Demidovich, V.A. Orlovich, V.N. Matrosov, *Appl. Phys. B*, **86**, 511–514, (2007).
7. G. Arisholm, E. Lippert, G. Rustad, and K. Stenersen, *Opt. Lett.*, **25**, 1654–1656, (2000).
8. M. Henriksson, L. Sjöqvist, V. Pasiskevicius, F. Laurell, *Opt. Expr.*, **18**, 10742–10749, (2010).
9. С.А. Ахманов, Ю.Е. Дъяков, А.С. Чиркин, *Введение в статистическую радиофизику и оптику*, Москва: Наука, 384–386, (1981).

ИМПУЛЬСНАЯ ЗАПИСЬ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ

Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Установлены два механизма формирования голограмм в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов, связанных с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней. Показано, что вклад каждого механизма существенно зависит от интенсивности лазерного излучения и позволяет записывать решетки с временами жизни, отличающимися на четыре порядка.

Одним из существенных преимуществ кубических фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) является формирование в них динамических голограмм в реальном масштабе времени. Это определяет их использование для оптической записи, хранения и обработки информации, усиления оптических изображений и др. При этом фоторефрактивные кристаллы позволяют работать как с непрерывным, так и с импульсным лазерным излучением [1, 2].

Физические процессы записи голограмм основаны на перераспределении зарядов в кристаллах под действием света по многочисленным дефектным центрам, имеющим разнообразную природу и характеристики. Времена жизни дефектных центров меняются в весьма широком диапазоне. Это могут быть и микросекунды, и секунды, и часы [3, 4]. Наличие таких центров позволяет работать с излучением на длине волны большей, чем длина волны, отвечающая прямому переходу электрона из валентной зоны в зону проводимости.

В настоящей работе приведены результаты исследования процессов формирования и релаксации коротко- и долгоживущих голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов со сложной структурой дефектных центров в условиях импульсного возбуждения.

Схема энергетических состояний и процессов фотовозбуждения и релаксации электронов в кристалле семейства силленитов при использовании лазерного излучения на длине волны 532 нм представлена на рис. 1 [5]. Для кристалла силиката висмута ширина запрещенной зоны составляет 3,47 эВ, а энергия кванта света, используемого в эксперименте излучения, 2,33 эВ. Поэтому переход электронов в зону проводимости будет происходить из ловушек, лежащих в запрещенной зоне. Однако, при использовании импульсного лазерного излучения возможны двухквантовые процессы, приводящие к прямым переходам из валентной зоны в зону проводимости [2]. Фоторефрактивный эффект определяется диффузией электронов в зоне проводимости и последующей рекомбинацией с переходом на короткоживущие или долгоживущие ловушечные уровни, а также в валентную зону.

Запись объемных динамических решеток в фоторефрактивных кристаллах силиката и титаната висмута осуществлялась излучением лазера на иттрий-алюминиевом гранате (вторая гармоника) на длине волны $\lambda = 532$ нм с длительностью импульса 20 нс. Использовалась схема записи пропускающих решеток при интенсивностях лазерного излучения в диапазоне от 1 до 40 МВт/см². Для анализа динамики формирования и релаксации динамической решетки использовалось излучение гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda = 632,8$ нм, при этом угол считывания выбирался таким образом, чтобы выполнялось условие Вульфа-Брэгга.

Проведенные экспериментальные исследования позволили определить условия записи динамических решеток в кристаллах силиката висмута с существенно

различающимися временами релаксации. Типичные осциллограммы дифрагированного сигнала представлены на рисунках 2 – 5.

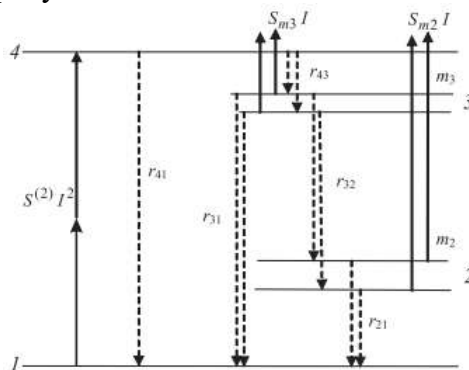


Рис. 1. Схема энергетических уровней и процессы фотовозбуждения, рекомбинации и захвата подвижных электронов в кристалле, где 1 – энергетический уровень, отвечающий валентной зоне, 4 – энергетический уровень, отвечающий зоне проводимости, 2 – долгоживущий уровень, 3 – короткоживущий уровень в запрещенной зоне

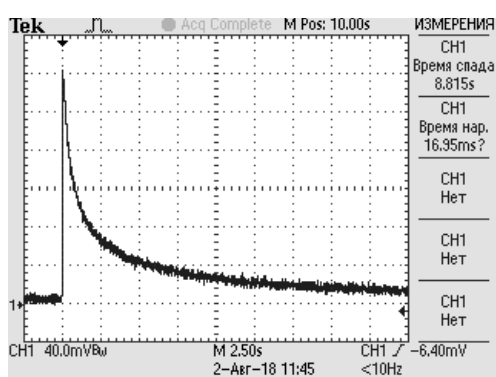


Рис. 2. Осциллограмма дифрагированного сигнала при интенсивности 2 МВт/см²

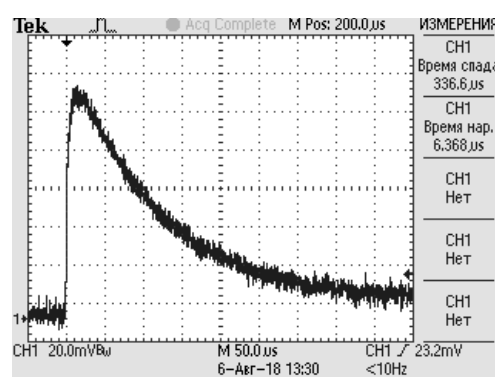


Рис. 3. Осциллограмма дифрагированного сигнала при интенсивности 30 МВт/см²

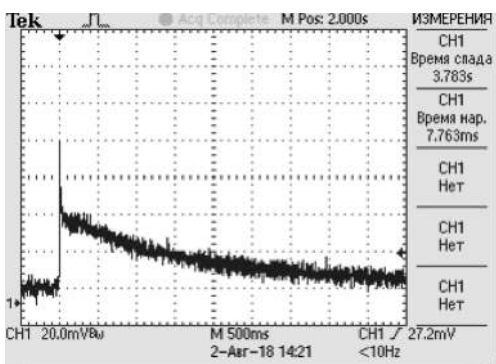


Рис. 4. Осциллограмма дифрагированного сигнала при интенсивности 10 МВт/см²

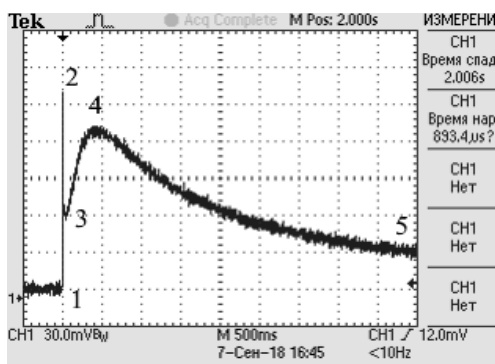


Рис. 5. Осциллограмма дифрагированного сигнала для другого образца кристалла силиката висмута при интенсивности 5 МВт/см²

Видно, что при сравнительно небольших интенсивностях лазерного излучения (несколько МВт/см²) записываются решетки с временем релаксации на уровне нескольких секунд (рис. 2). В то же время, увеличение интенсивности на порядок приводит к записи решеток с временем жизни порядка 100 мкс (рис. 3). При промежуточных интенсивностях (~ 10 МВт/см²) наблюдается запись как коротко-, так и долгоживущих голографических решеток (рис. 4). В этой области рост интенсивности излучения приводит к изменению соотношения вкладов двух механизмов

нелинейности. С увеличением интенсивности вклад медленной компоненты монотонно уменьшается, а быстрой компоненты увеличивается.

Следует отметить, что наблюдаемые закономерности зависят от выбранного образца кристалла силиката висмута. На рис. 5 представлена осциллограмма, измеренная в тех же условиях для другого образца. Видно одновременное проявление двух механизмов записи динамических решеток уже при интенсивности 5 МВт/см². Анализ динамики релаксации динамических решеток в этом кристалле подтвердил проявление описанной выше закономерности, однако, диапазоны интенсивностей, при которых преимущественно заселяются коротко- и долгоживущие ловушечные уровни, смещаются в область меньших интенсивностей.

Таким образом, в работе были проведены экспериментальные исследования динамики записи и релаксации динамических решеток в фоторефрактивных кристаллах силиката висмута мощными лазерными импульсами длительностью 20 нс. Установлены два механизма записи динамических решеток, связанных с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней с временами жизни, отличающимися на четыре порядка. Показано, что вклад каждого механизма существенно зависит от интенсивности лазерного излучения. При сравнительно небольших интенсивностях, меньших либо порядка 5 – 10 МВт/см², фоторефрактивный отклик среды определяется долгоживущими ловушками с временами релаксации на уровне нескольких секунд. При интенсивностях, превышающих 10 – 15 МВт/см² определяющую роль играют короткоживущие ловушки с временем жизни порядка 100 мкс. Установлены общие закономерности проявления двух механизмов нелинейной записи и показана зависимость значений интенсивностей, при которых преимущественно заселяются коротко- и долгоживущие ловушечные уровни, от конкретного образца. Такая зависимость объясняется наличием в кристаллах семейства силленитов плохо контролируемых примесей и дефектов, обеспечивающих проявление фоторефрактивного отклика и существенно влияющих на положение и вероятности заселения коротко- и долгоживущих ловушечных уровней. Продемонстрированная возможность переключения времени жизни динамических решеток на четыре порядка (от 1 с до 100 мкс) представляет интерес для использования таких элементов в системах оптической обработки и преобразования изображений, включая методы импульсной голографической интерферометрии.

1. J.G. Murillo, *Optics Communications*, **159**, 293–300, (1999).
2. A.V. Stankevich, A.L. Tolstik, H.K. Haider, *Technical Physics Letters*, **37**, 746–749, (2011).
3. A. Matusevich, A. Tolstik, M. Kisteneva, S. Shandarov, V. Matusevich, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Applied Physics B*, **92**, 219–224, 2008.
4. T. Kornienko, M. Kisteneva, S. Shandarov, A. Tolstik, *Physics Procedia*, **86**, 105–112, (2017).
5. А.Л. Толстик, Х.К. Ханон, *Вестник Белорусского государственного университета. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*, №2, 3-7, (2012).

ТРЕХМЕРНАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА В НЕПАРАКСИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Кузнецов Н.Ю., Григорьев К.С.*,
Владими́рова Ю.В.***, Макаров В.А.*

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

*Международный лазерный учебно-научный центр МГУ

им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,

**Центр квантовых технологий МГУ

им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Рассматривается топологическая структура сложных электромагнитных полей. Вводятся параметры изотропии особых точек поля – поляризационных сингулярностей. Рассчитываются значения этих параметров для полей вблизи наноразмерных объектов. Изучается связь сингулярностей поляризации с моментом импульса излучения.

Работа посвящена изучению поляризационных сингулярностей – точек, в которых одна или несколько характеристик эллипса поляризации оказывается неопределимой. Такие точки обладают высокой устойчивостью своего поведения благодаря топологическим ограничениям, накладываемым на тонкую структуру поля. Поскольку вблизи точек сингулярности образуются вихреобразные структуры поля, естественно ожидать, что их структура будет связана с распределением момента импульса, переносимого полем.

В то время как для параксиальных пучков теория таких точек является хорошо разработанной [1], в случае пучков света, не имеющих явно выделенного направления волнового вектора, некоторые основные посыпки параксиальной теории нарушаются, и исследование требует применения более сложных методов.

В данной работе проводится такое исследование; показаны условия несохранения топологического индекса линий сингулярности, введены для обобщения этого понятия индексы изотропии, описаны инвариантные к преобразованиям системы координат средства расчёта этих индексов.

Построенная теория применяется к исследованию ближних полей, обладающих сложной поляризационной структурой в окрестности наноразмерных металлических [2] и кремниевых объектов, облучаемых плоской монохроматической волной с различными начальными состояниями поляризации. Построены структуры S^T - и L^T -линий – областей строго круговой и строго линейной поляризации соответственно.

Показано наличие в таких полях устойчивых топологических инвариантов, сохраняющихся в широком диапазоне углов падения, степени эллиптичности и ориентации эллипса поляризации внешней волны даже при значительном искажении геометрии ближнего поля. Исследована связь структуры сингулярностей поляризации с распределением плотности момента импульса излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-02-00069.

1. M.R. Dennis, Polarization singularities in paraxial vector fields: morphology and statistics, , *Optics Communications*. — 2002. — Vol. 213. — P. 201-221

2. K.S. Grigoriev, N. Yu. Kuznetsov, Y. V. Vladimirova, V. A. Makarov, Fine characteristics of polarization singularities in a three-dimensional electromagnetic field and their properties in the near field of a metallic nanospheroid, , *Phys. Rev.A* — 2018. — Vol. 98. — P. 063805.

ВЫСОКАЯ ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА МОНОСЛОЯ ТРЕХУРОВНЕВЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ДУБЛЕТОМ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Рыжов И.В.* , Маликов Р.Ф.** , Малышев А.В.***.****

Малышев В.А.*****

*Российский государственный педагогический университет
им. А. И. Герцена, С.-Петербург, Россия

**Башкирский государственный педагогический университет
им. М. Акмуллы, г. Уфа, Россия

***GISC, Universidad Complutense, Madrid, Spain

****Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

*****Zernike Institute for Advanced Materials,
University of Groningen, Groningen, The Netherlands

Теоретически исследован нелинейный оптический отклик монослоя квантовых Λ -излучателей на действие внешнего квазирезонансного поля. Показано, что данная система демонстрирует богатую оптическую динамику, включая автоколебания и хаос. В определённой полосе частот монослой может функционировать как бистабильное зеркало.

Введение. Методы современной микро- и нанотехнологии позволяют синтезировать объекты с необычными электромагнитными свойствами, так называемые *метаматериалы* [1,2]. С точки зрения оптических применений двумерные суперкристаллы (СК) полупроводниковых квантовых точек [3] и органических полимеров [4] представляют особый интерес. Оптические свойства СК зависят от размера квантовых точек, их формы, химического состава и геометрии решетки и могут быть целенаправленно контролируемы (см. публикацию [4] и ссылки в ней), что создает платформу для применения подобных объектов в нанофотонике.

В настоящем сообщении теоретически исследуется нелинейный оптический отклик монослоя регулярно расположенных трехуровневых квантовых излучателей (КИ) с дублетом в основном состоянии (Λ -схема операционных переходов). В качестве КИ могут выступать легированные полупроводниковые квантовые точки или ароматические нанокристаллы. Благодаря высокой плотности КИ и их большой силе осциллятора, КИ-КИ диполь-дипольное взаимодействие играет важную роль в оптическом отклике СК, как линейном, так и нелинейном. Это взаимодействие обеспечивает положительную обратную связь, которая, вместе с нелинейностью КИ, приводит к богатой оптической динамике монослоя, включая мультистабильность, автоколебания и динамический хаос.

Модель. Предполагается, что на монослой действует внешнее гармоническое поле (падающее нормально к монослою) с частотой ω_0 , квазирезонансной переходам в КИ. Изолированный КИ моделируется трехуровневой квантовой системой Λ -типа, включающей состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ дублета в основном состоянии и возбужденное состояние $|3\rangle$ с энергиями $\varepsilon_1 = 0$, $\varepsilon_2 = \hbar\omega_2$ и $\varepsilon_3 = \hbar\omega_3$, соответственно. Оптически разрешёнными считаются переходы $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, характеризующиеся дипольными моментами переходов d_{31} и d_{32} и константами радиационного затухания γ_{31} и γ_{32} (одинаковыми в дальнейшем). Частота дублетного расщепления Δ_{21} предполагается много меньшей частот оптических переходов. Релаксация в подсистеме состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ дублета учитывается феноменологически константой γ_{21} , которая рассматривается как варьируемый параметр. Оптическая динамика изолированного КИ

описывается уравнениями для матрицы плотности $\rho_{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$). Для описания глобального отклика (монослоя) используется приближение среднего поля ($\rho_{\alpha\beta}$ не зависят от положения КИ в монослое).

Поле, действующее на выделенный КИ, представляет собой сумму внешнего поля и поля всех остальных КИ в месте расположения данного. Таким образом учитывается полное (запаздывающее) диполь-дипольное КИ-КИ взаимодействие. В силу того, что дипольный момент КИ зависит от степени возбуждения последнего, КИ-КИ взаимодействие также оказывается функцией текущего состояния КИ. Ближнезонная часть КИ-КИ взаимодействия приводит к динамическому сдвигу частот переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, зависящему от разности населенностей уровней. Дальнезонная же его часть обуславливает коллективную радиационную релаксацию КИ, также зависящую от разности населенностей (см., например, [6,7]). Эти два эффекта описываются константами Δ_L (сдвиг) и γ_R (релаксация), причем, для монослоя $\Delta_L \gg \gamma_R$ [6,7]. Для простой квадратной решетки КИ с постоянной a имеем [7]: $\gamma_R = 4.51\gamma_{31}(\lambda/a)^2$ и $\Delta_L = 3.39\gamma_{31}(\lambda/a)^3$, где $\lambda = \lambda/2\pi$ – редуцированная длина волны. Именно данные параметры управляют положительной обратной связью, приводящей к необычной нелинейной динамике оптического отклика монослоя. Амплитуды Раби действующего на и отраженного от КИ полей (Ω и Ω_{refl} , соответственно) даются выражениями:

$$\Omega = \Omega_0 + (\gamma_R - i\Delta_L)(\rho_{31} + \rho_{32}), \quad (1)$$

$$\Omega_{\text{refl}} = \gamma_R(\rho_{31} + \rho_{32}), \quad (2)$$

где Ω_0 – амплитуда Раби внешнего поля.

Результаты. В расчетах оптического отклика монослоя константы, определяющие γ_{RI} и Δ_L , выбирались типичными для СК [3]: $\lambda = 100 \div 200 \text{ nm}$, $\gamma_{31} \sim 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$. Тогда типичные значения параметров $\gamma_R = 100\gamma_{31}$ и $\Delta_L = 1000\gamma_{31}$. Варьируемыми величинами являлись дублетное расщепление Δ_{21} , отстройка от резонанса $\Delta_{31} = \omega_3 - \omega_0$ и константа релаксации в дублете γ_{21} . Результаты расчетов, полученные для $\Delta_{21} = 15\gamma_{31}$ и $\gamma_{21} = 0.01\gamma_{31}$ в случае, когда внешнее поле резонансно переходу $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($\omega_0 = \omega_3$, $\Delta_{31} = 0$), представлены на рис. 1. На левой панели изображен стационарный отклик монослоя (зависимость величины действующего поля, $|\Omega|$, от величины внешнего, $|\Omega_0|$), рассчитанный аналитически с помощью метода, развитого в [7]. Как видно, зависимость $|\Omega|$ от $|\Omega_0|$ является многозначной, т.е. при фиксированном значении $|\Omega_0|$ могут существовать несколько решений для $|\Omega|$ (в данном конкретном случае от трех до пяти), при этом не все они стабильны. Для анализа стабильности различных ветвей мультистабильного оптического отклика монослоя был использован метод показателей Ляпунова Λ [7], число которых в данной задаче равно восьми. Для каждой стационарной точки выбирался показатель Λ с максимальной реальной частью, $\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}]$, которая определяет, устойчива данная точка ($\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}] < 0$) или неустойчива ($\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}] > 0$). Зависимости $\text{Max}[\text{Re}\{\Lambda\}]$ от $|\Omega|$ приведены на правой панели рис. 1. Сплошной (пунктирной) кривой отмечены те части стационарного решения, где система является устойчивой (неустойчивой).

На рис. 2 представлены результаты расчетов оптической динамики монослоя для двух точек **a** и **b**, отмеченных на стационарной кривой (см. рис. 1). В обоих случаях после некоторой задержки динамика системы достигает некой нестационарной фазы (аттрактора), характер которой существенно зависит от стартового состояния. Для точки **a** динамика системы (левая панель) представляет собой периодический процесс (автоколебания), что отражается в эквидистантности спектра Фурье аттрактора (центральная панель), а также в фазовой траектории системы (правая панель), которая представляет собой замкнутую кривую. Напротив, для точки **b** аттрактор представляет

собой в высшей степени иррегулярный процесс. Его спектр Фурье напоминает квазиконтинуум, а траектория плотно покрывает часть фазового пространства, сигнализируя о хаотическом характере движения.

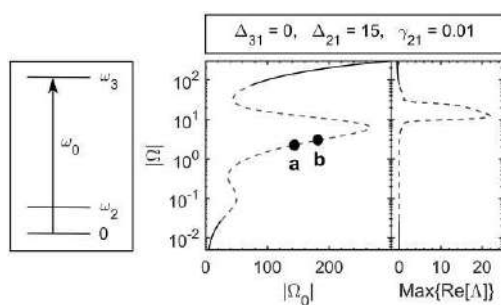


Рис. 1. Слева: схема уровней и возбуждения КИ. Справа: стационарный отклик монослоя, $|\Omega|$ -vs- $|\Omega_0|$. Сплошными (пунктирными) кривыми показаны области устойчивости (неустойчивости) отклика

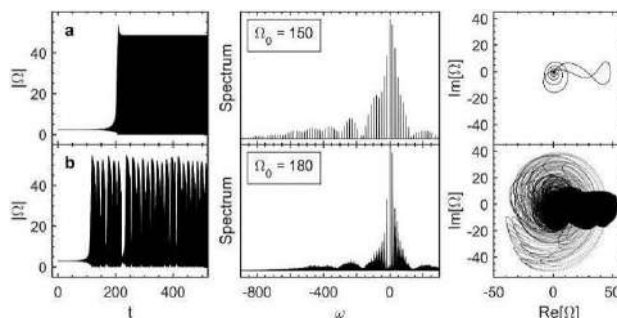


Рис. 2. Динамика (слева), спектры Фурье (в центре) и фазовые траектории (справа) отклика монослоя, рассчитанные для точек **a** и **b** на рис. 1

Важным свойством оптического отклика монослоя является его практически стопроцентная отражательная способность вблизи перенормированного КИ-КИ взаимодействием резонанса, $\Delta_{31} = \Delta_L$ (рис. 3, левая панель). То есть, в данной спектральной области монослой является идеальным зеркалом. Сверх того, его отражательная способность может быть переключена незначительным изменением амплитуды внешнего поля Ω_0 (бистабильность). Значение $\Delta_{31}^{th} = 1125$ является пороговым для возникновения бистабильности. В дополнение к этому, в определенной области значений Ω_0 , отражение монослоя обнаруживает автоколебательный режим (правая панель).

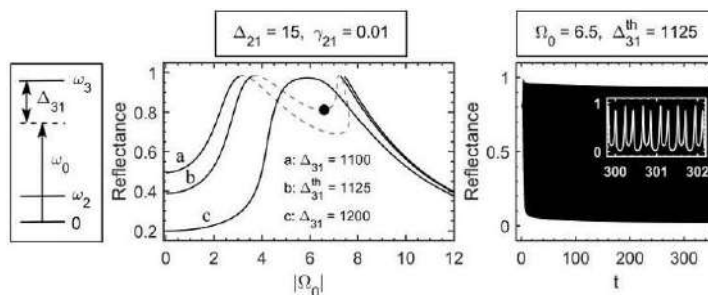


Рис.3. Слева: схема возбуждения КИ. В центре: стационарный коэффициент отражения монослоя, $R = |\Omega_{ref}/\Omega_0|^2$, для различных значений отстроек от резонанса Δ_{31} . Сплошными (пунктирными) кривыми указаны области устойчивости (неустойчивости) коэффициента отражения. Справа: динамика коэффициента отражения для точки, указанной на центральной панели

В заключение, проведенное исследование оптического отклика монослоя Λ -излучателей показало, что данная система демонстрирует богатую оптическую динамику и экстраординарное отражение, что представляет собой платформу для применений в нанопотонике. Двумерные суперкристаллы легированных квантовых точек и ароматических нанокристаллов могут рассматриваться в качестве кандидатов на реализацию такой системы.

1. N.I. Zheludev, *Science*, **328**, 582, (2010).
2. C.M. Soukoulis and M. Wegener, *Science*, **330**, 1633, (2010).
3. W.H. Evers, B. Goris, S. Bals et al., *Nano Lett.*, **13**, 2317, (2013).
4. W. Liu, X. Luo, Y. Bao et al., *Nat. Chem.*, **9**, 563, (2017).
5. S. Baimuratov et al., *Sci. Rep.*, **3**, 1727, (2013).
6. Р.Ф. Маликов, В.А. Малышев, *Опт. спектр.*, **122**, 1000, (2017).

7. P.Á. Zapatero, R.F. Malikov, I.V. Ryzhov et al., *Preprint ArXiv:1806.00387v1*.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОЕ АГРЕГИРОВАНИЕ МИКРО- И НАНОЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ С ПОВЕРХНОСТНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

Мамбетова К.М., Шандаров С.М., Орликов Л.Н., Арестов С.И.,
Смирнов С.В., Серебренников Л.Я.,* Краковский В.А.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Россия

*ООО «Кристалл Т», г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований агрегирования микро- и наночастиц электрическими полями, формирующимися в диффузионно-легированных пластинах X-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ при засветке лазерным излучением с длиной волны 532 нм вследствие фотовольтаического эффекта.

Задача создания оптически управляемых манипуляторов микро- и наночастицами, основанных на индуцировании светом в приповерхностных областях кристаллов ниобата лития пространственно-неоднородных электрических полей, привлекает в настоящее время значительное внимание [1–5]. Обычно сильные электрические поля, используемые для структурирования ансамблей частиц, формируют в объемно-легированных кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ [1–4], примесь железа в которых обеспечивает эффективный фотовольтаический механизм фотоиндуцированного перераспределения заряда. В работе [5] для реализации таких пинцетов, называемых фотовольтаическими [1, 2], предложено использовать пластины X-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, полученные диффузионным легированием конгруэнтного ниобата лития ионами меди. Для такой пластины было продемонстрировано агрегирование диэлектрических частиц нанопорошка $90\%\text{Al}_2\text{O}_3+10\%\text{CeO}_2$ с размерами 40–80 нм электрическими полями формируемых лазерными пучками с длиной волны 532 нм фоторефрактивных решеток с пространственным периодом $\Lambda = 45$ мкм. Целью настоящей работы является исследование особенностей формирования структурированных ансамблей микро- и наночастиц при их осаждении из воздуха на диффузионно-легированную пластину X-среза $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, в которой распределение электрического поля создавалось засветкой гауссовыми лазерными пучками с длиной волны 532 нм.

В экспериментах использовался образец $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, технология диффузионного легирования и параметры которого частично описаны в [5–7]. Он был сформирован в пластине с размерами $1.2 \times 5.0 \times 13.0 \text{ mm}^3$ по осям X, Y и Z, соответственно, и имел гауссово распределение концентрации ионов меди $C_{\text{Cu}^+}(x)$ и $C_{\text{Cu}^{2+}}(x)$ с полушириной 0.316 мм и максимальными значениями $C_{\text{Cu}^+}^m = 7.8 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и $C_{\text{Cu}^{2+}}^m = 6.5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Экспериментальные исследования динамики формирования фоторефрактивных решеток в этом образце световыми пучками равной интенсивности, с длиной волны 532 нм, и её анализ на основе приведенных в [6] соотношений показали, что амплитуда первой пространственной гармоники на входной поверхности кристалла $= 0$ имеет немонотонное поведение, а её максимальная амплитуда, достигаемая при суммарной интенсивности пучков 128 мВт/см^2 за время ~ 300 с, составляет около $2.2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$.

Однако диэлектрофоретическая сила, приводящая к агрегированию диэлектрических частиц в неоднородном электрическом поле на поверхности кристаллов ниобата лития X- и Y-срезов [1], определяются не только первой, но и другими пространственными гармониками. В случае единственного гауссова пучка, освещающего такой образец, пространственно-временная зависимость направленной вдоль полярной оси Z кристалла компоненты напряженности электрического поля

нулевой пространственной гармоники, с использованием результатов [5, 6], может быть получена в виде

$$E_{z0}(x=0, z, t) = -\frac{E_{phv}^m}{2} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(z)}\right) \right]. \quad (1)$$

Здесь E_{phv}^m - максимальное фотовольтаическое поле, соответствующее входной грани пластины $x = 0$, а время релаксации $\tau(z)$ зависит от координаты z и определяется уравнением

$$\frac{1}{\tau(z)} = \frac{e\mu S_w C_{Cu^+}^m}{\varepsilon_3 \gamma C_{Cu^{2+}}^m} J_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{\Delta r^2}\right), \quad (2)$$

где e - элементарный электрический заряд, ε_3 - статическая диэлектрическая проницаемость кристалла и μ - подвижность электронов вдоль оси Z , S_w - сечение фотоионизации для центров Cu^+ , γ - коэффициент двухчастичной рекомбинации, J_0 - интенсивность в центре гауссова пучка и Δr - его радиус.

Оценки, проведенные в [5, 6] и на основе представленных в этих работах результатов для исследуемого образца, дают значения его параметров как $E_{phv}^m = 10^7$ В/м, $\mu = 7.4 \cdot 10^{-5}$ м²/В·с, $S_w = 2 \cdot 10^{-4}$ м²/Дж и $\gamma = 2.6 \cdot 10^{-13}$ м³/с. Результаты численного моделирования по формулам (1) и (2) для распределения поля $E_{z0}(z)$, наведенного гауссовым пучком с $\Delta r = 1.4$ мм при значениях его интенсивности $J_0 = 32$ и 640 мВт/см² и времени засветки $t = 600$ и 2500 с, показаны на рис. 1. Видно, что для малых значений экспозиции, $J_0 t \leq 19.2$ Дж/см², распределение повторяет форму используемого гауссова пучка. Увеличение экспозиции до $J_0 t > 120$ Дж/см² приводит к уплощению вершины распределения, степень которого, как и ширина области с напряженностью поля насыщения $E_{z0sat} \approx 5$ МВ/м, с ней возрастает.

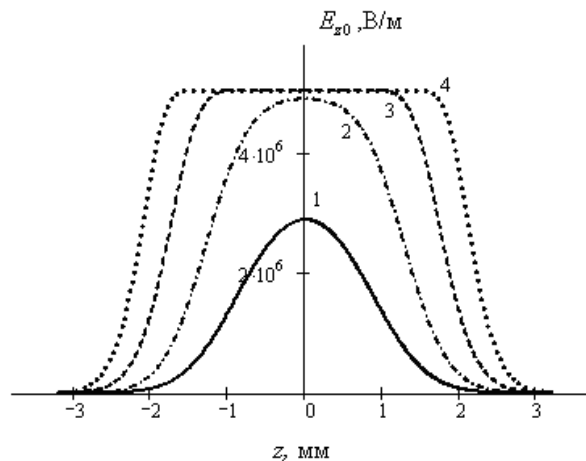


Рис. 1. Распределение поля пространственного заряда, наведенное на поверхности образца $LiNbO_3:Cu$ гауссовым световым пучком с длиной волны $\lambda = 532$ нм и радиусом $\Delta r = 1.4$ мм при значениях интенсивности $J_0 = 32$ мВт/см² (1, 2) и 640 мВт/см² (3, 4) и времени засветки $t = 600$ с (1, 3) и 2500 с (2, 4)

Типичные картины распределения частиц порошков по поверхности кристалла $LiNbO_3:Cu$, засвеченного единственным гауссовым пучком и интерференционной картиной с периодом $\Lambda = 45$ мкм, представлены на рис. 2, а-б и 2,в-г, соответственно.

Особенностью приведенных на рис. 2 картин является отсутствие агрегации частиц диэлектрических порошков $90\% Al_2O_3 + 10\% CeO_2$ и синтетического алмаза, и

слабозаметное уменьшение степени их концентрации для микропорошка TiC с металлическим типом проводимости, в центре освещенной области.

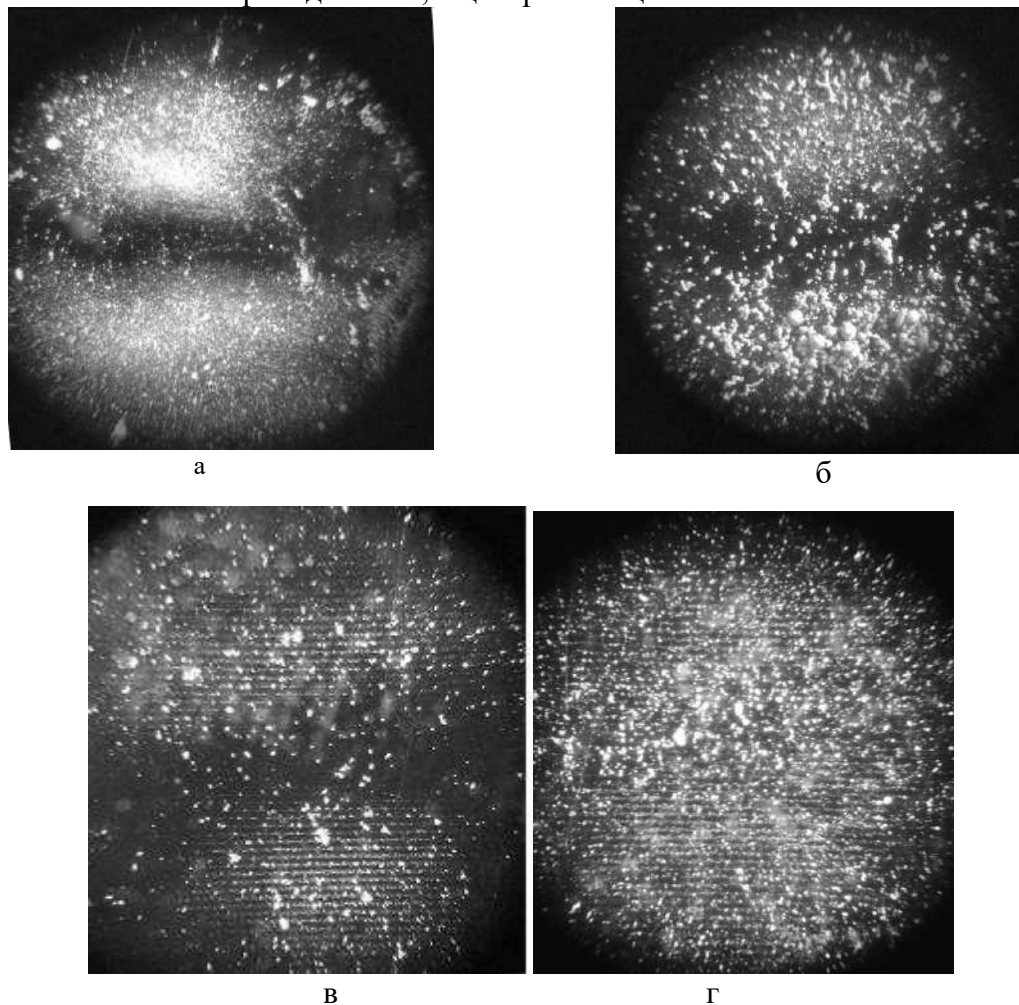


Рис. 2. Микрофотографии распределений частиц порошков $90\%Al_2O_3+10\%CeO_2$ (а), синтетического алмаза (б, в) и TiC (г) по поверхности образца $LiNbO_3:Cu$, подвергнутого предварительной засветке гауссовым пучком с интенсивностью 32 мВт/см^2 (а, б) и интерференционной картиной с периодом $\Lambda = 45 \text{ мкм}$ и средней интенсивностью 64 мВт/см^2 (в, г) в течение 600 с (а, б) и 300 с (в, г). Полярная ось кристалла расположена вертикально

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017-2019 годы (проекты № 3.1110.2017/4.6 и № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

1. J. Matarrubia, A. García-Cabañes, J.L. Plaza, F. Agulló-López, M. Carrascosa, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, Art No. 265101 (2014).
2. A. García-Cabañes, A. Blázquez-Castro, L. Arizmendi, F. Agulló-López, M. Carrascosa, *Crystals*, **8**, Art. No. 65 (2018).
3. M. Carrascosa, A. García-Cabañes, M. Jubera, J.B. Ramiro, F. Agulló-López, *Appl. Phys. Rev.*, **2**, Art. No. 040605 (2015).
4. A. Blázquez-Castro, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, *Appl. Phys. Rev.*, **5**, Art. No. 041101 (2018).
5. К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров, А.И. Татъянников, С.В. Смирнов, *Изв. вузов. Физика*, **62**, № 4, 89–93 (2019).
6. К.М. Мамбетова, С.М. Шандаров, Л.Н. Орликов, С.И. Арестов, С.В. Смирнов, Л.Я. Серебренников, В.А. Краковский, *Оптика и спектроскопия*, **126**, 858–863 (2019).
7. К.М. Мамбетова, Н.Н. Смаль, С.М. Шандаров, Л.Н. Орликов, С.И. Арестов, С.В. Смирнов, *Изв. вузов. Радиофизика*, **57**, 675–682 (2015).

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НА ТОНКОЙ ЗОЛОТОЙ НАНОАНТЕННЕ

Ефремова Е.А., Крылов И.Р., Прохорова У.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В настоящей работе представлен анализ резонансных откликов для золотых наноантенн прямоугольного сечения при взаимодействии с внешним электромагнитным полем, полученных полноволновым моделированием в системе ComsolMultiphysics. Авторы делают акцент на получении двугорбых резонансных кривых в зависимости от форм-фактора наноантенны.

В случае антенны прямоугольного сечения существует три независимых параметра для подстройки резонансной частоты и ширины резонанса: длина, ширина и толщина. Фиксируя длину и ширину, и меняя толщину антенны, мы можем подстраивать частоту резонансного отклика [1]. Для геометрии, рассматриваемой в данной работе (рис.) можно ввести два форм фактора: отношение длины (l) к толщине (h) и отношение длины (l) к ширине (d). Появляющаяся в рассматриваемой геометрии еще одна независимая координата дает дополнительную степень свободы для подбора ширины резонанса [2]. Мы рассмотрели нормальное падение внешнего электромагнитного поля на наноантенну из золота толщиной 5 нм и длиной 100 нм, ширина менялась от 80 нм до 900 нм.

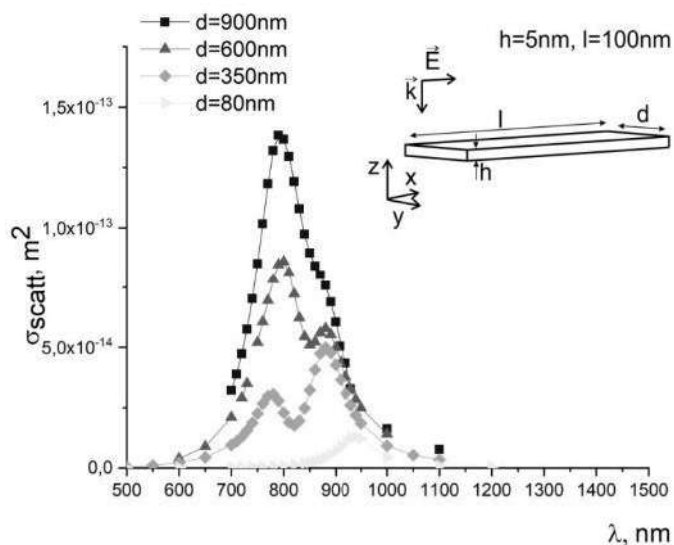


Рисунок. Зависимость сечения рассеяния от ширины наноантенны d

В процессе исследования резонансного отклика металлических наноантенн была получена серия зависимостей (рисунок). Видно, что для антенны прямоугольного сечения с определённым форм-фактором l/h с ростом ширины d со стороны коротких длин волн появляется второй максимум, который продолжает расти, становится существенно выше первого, а затем становится настолько высоким и широким, что первый максимум перестаёт быть различимым.

1. Garnett W. Bryant, F. Javier Garcı́a de Abajo, Javier Aizpurua, *NanoLetters*, **8**, №2, 631-636, (2008).

2. Е.А. Ефремова, И.Р. Крылов, У.В. Прохорова, *AIP Conf. Proc.*, **2064**, №1, 040002-1-040002-8, (2019).

ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag₂S, ПАССИВИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛАМИ L-ЦИСТЕИНА

Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Кондратенко Т.С.,
Асланов С.В., Леонова Л.Ю.

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет»,
г. Воронеж, Россия

Представлены результаты исследований люминесцентных свойств коллоидных квантовых точек (КТ) Ag₂S, пассивированных молекулами L-цистеина (L-Cys). Проанализирована стабильность люминесцентных свойств к воздействию излучения различной мощности и длины волны.

В настоящее время актуальным направлением нанофотоники является разработка и использование коллоидных квантовых точек (КТ) в качестве люминесцентных маркеров биообъектов для *in vitro* и *in vivo* приложений [1-5]. Наибольшее предпочтение для биомедицинских приложений отдается КТ, обладающим люминесценцией в области второго терапевтического окна прозрачности биотканей (900-1400 нм). Значительным преимуществом в этой области обладают коллоидные КТ Ag₂S с интенсивной люминесценцией в ближней ИК области (700-1400 нм) [2-5]. В состав КТ Ag₂S входят токсичные металлы, а также они обладают сверхнизким пределом растворимости ($K_{sp}=6.3 \cdot 10^{-50}$), что обеспечивает минимальное высвобождение ионов Ag⁺ в биологическую среду и предполагает их высокую биосовместимость [2-5]. На сегодняшний день разработано множество методик контролируемого водного синтеза монодисперсных полупроводниковых КТ Ag₂S. При этом наибольшее предпочтение для модификации поверхности КТ отдается водорастворимым тиокарбонатым и аминокислотам [2-5]. Функциональные группы данных соединений (—SH, —OH, —COOH, —NH₂ и др.) входят в состав большинства белков, а также обладают высокой реакционной способностью, тем самым обеспечивая высокую цитосовместимость, стабилизацию и функциональность интерфейсов КТ. Для КТ Ag₂S рассматривалась возможность пассивации поверхности молекулами тиогликолевой кислоты (TGA), 3-МРА (3-меркаптопропионовой кислоты), L-цистеина (L-Cys) и т.д. [2-5]. Однако представленные работы в основном направлены на установление условий и приемов управляемого синтеза, обеспечивающего попадание спектра фотолюминесценции в терапевтическое окно прозрачности биотканей (700-1400 нм) [2-5]. При этом вопрос фотостабильности люминесцентных свойств КТ Ag₂S остается актуальной нерешенной задачей, что является принципиально важным условием применимости КТ Ag₂S в фотомедицине.

В данной работе представлены результаты исследования люминесцентных свойств и отдельно рассмотрены проблемы фотостабильности спектрально-люминесцентных свойств ансамблей коллоидных КТ Ag₂S, пассивированных молекулами L-Cys (далее КТ Ag₂S/L-Cys).

Коллоидные КТ Ag₂S/L-Cys получали в рамках однокомпонентной методики, которая предполагает использование в качестве источника ионов серы и одновременно пассиватора интерфейсов КТ молекулы L-Cys, поскольку собственные металл-хелатные свойства L-Cys позволяют формировать кластеры «металл-лиганд», тем самым оказывая непосредственное влияние на зарождение и рост частиц.

Данный подход заключался в смешивании водных растворов AgNO₃ и L-Cys в молярных соотношениях 1:2 с последующим доведением уровня pH до 10 при помощи 1 М раствора NaOH (рис. 1). Управление размером частиц, в рамках данного подхода к синтезу, достигали путем вариации времени выдерживания раствора (40, 90 и 240

минут) при температуре 90°C, при этом раствор в реакторе изменял цвет от бледно-жёлтого до тёмно-коричневого, что обусловлено увеличением концентрации свободных ионов серы в реакционной смеси под действием температуры.

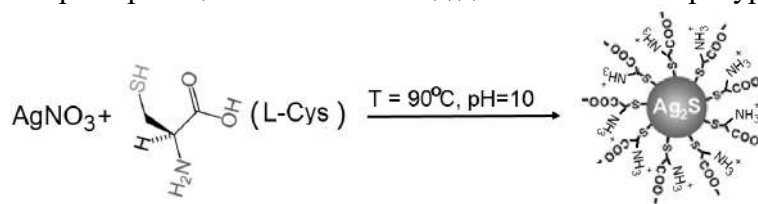


Рис. 1. Методика синтеза КТ Ag_2S , пассивированных молекулами L-Cys

Для полученных образцов КТ $Ag_2S/L-Cys$ установлено проявление квантово-размерного эффекта в спектрально-люминесцентных свойствах (рис. 2).

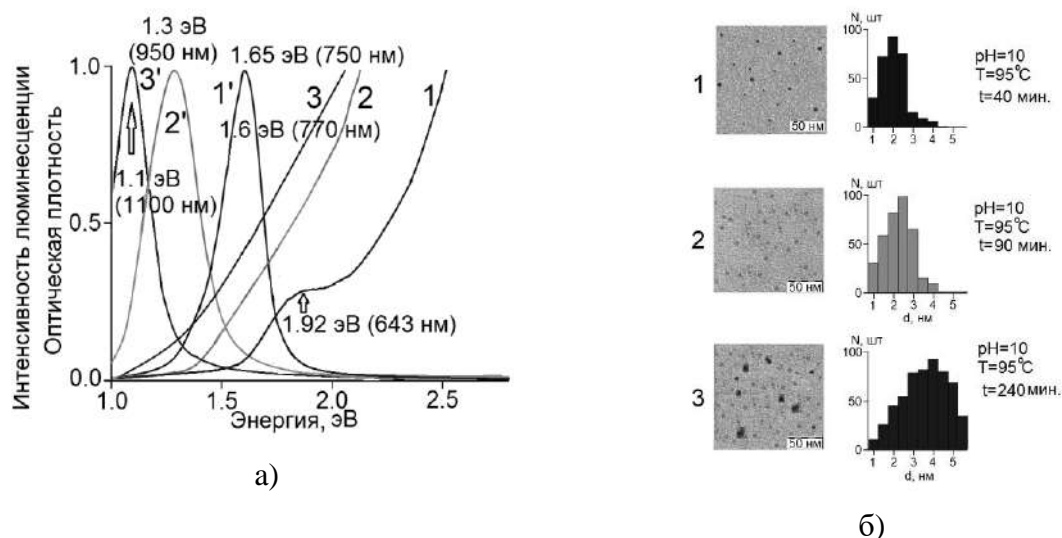


Рис. 2. а) Спектры оптического поглощения и фотолюминесценции КТ $Ag_2S/L-Cys$ в зависимости от времени выдерживания образцов при температуре 90°C: 40 минут (кривая 1 и 1'), 90 минут (кривая 2 и 2') и 240 минут (кривая 3 и 3')
 б) ПЭМ изображения и гистограммы распределения по размерам КТ $Ag_2S/L-Cys$ в зависимости от времени выдерживания образцов при температуре 90°C: 40 минут (1), 90 минут (2) и 240 минут (3)

Показано, что увеличение концентрации серы на интерфейсах КТ $Ag_2S/L-Cys$, способствует размыванию отчетливого экситонного максимума при 1.92 эВ в спектре оптического поглощения, а также увеличению оптической плотности по всему спектру поглощения (рис. 2а, кривые 1-3). Согласно анализу ПЭМ изображений, трансформация спектров поглощения обусловлена увеличением размеров частиц от 2.3 нм до 4.2 нм и их дисперсии в ансамбле от 15% до 40% (рис. 2б). При этом в спектрах люминесценции наблюдается длинноволновое смещение максимума полосы люминесценции от 750 нм (1.65 эВ) к 1100 нм (1.1 эВ) (рис. 2а, кривые 1', 2', 3').

Длительное воздействие излучения различной мощности (10-200 мВт) и длины волны (405, 635 и 660 нм) на коллоидный раствор КТ $Ag_2S/L-Cys$ не оказывало заметного влияния на стабильность спектров оптического поглощения, спектров возбуждения люминесценции, положения полосы фотолюминесценции и ее пиковой интенсивности (рис. 3).

Ранее в работе [6], авторами был продемонстрирован эффект обратимой деградации ИК люминесценции КТ Ag_2S/TGA (1095 нм) на 80%, возникающий под действием возбуждающего люминесценцию излучения с длинами волн 445, 660 и 808 нм, начиная со значений падающей мощности 10 мВт при температуре 300 К за время порядка 20-100 с. Наблюдаемый эффект обратимой фотодegradации люминесценции КТ Ag_2S был обусловлен фотохимическим процессом формирования центров

безызлучательной рекомбинации за счет начальной стадии фотолиза интерфейсов КТ, предположительно связанного с преобразованием малоатомных кластеров серебра, которые термонестабильны.

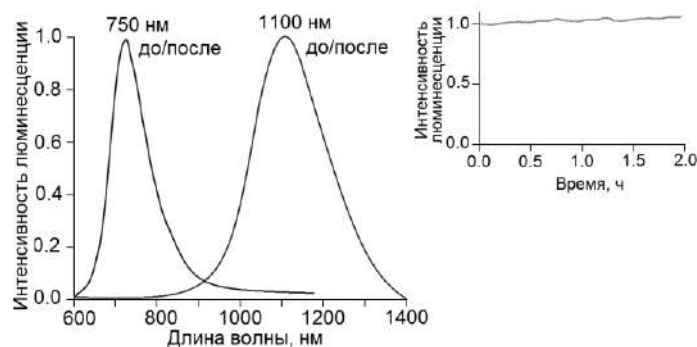


Рис. 3. Стабильность люминесцентных свойств КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{L-Cys}$ к длительному воздействию возбуждающего излучения мощностью 10-200 мВт с длиной волны 405, 635 и 660 нм

Смена окружения интерфейса КТ Ag_2S с TGA на L-Cys оказывает значительное влияние на стабильность люминесцентных свойств к воздействию излучения, что указывает на участие функциональных групп пассивирующих молекул TGA и L-Cys в фотостимуляции структурной перестройки интерфейсов КТ. Долгосрочная стабильность люминесцентных свойств КТ $\text{Ag}_2\text{S}/\text{L-Cys}$ к воздействию возбуждающего излучения, вероятно может быть обусловлена устранением оборванных связей на интерфейсах КТ Ag_2S и локализацией носителей заряда в объеме КТ функциональными группами молекул L-Cys в условиях фотовозбуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-32-00497 мол_a

1. T. Frecker, D. Bailey, X. Arzeta-Ferrer [et al.], *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **5**, №1, R3019-R3031, (2016).
2. F.D. Duman, I. Hocaoglu, D.G. Ozturk, [et al.], *Nanoscale*, **7**, №26, 11352-11362, (2015).
3. Y. Zhang, J. Xia, C. Li, [et. al], *J. Mater. Science.*, **52**, №16, 9424–9429, (2017).
4. J. Xiang, H. Cao, Q. Wu, [et. al], *J. Phys. Chem. C.*, **112**, 3580-3584, (2008).
5. F.D. Duman, R. Khodadust, E.G. Durmusoglu, [et al.], *RSC Adv.*, **6**, 77644-77654, (2016).
6. O.V. Ovchinnikov, I.G. Grevtseva, M.S. Smirnov, [et al.], *J. Lumin.*, **207**, 626-632, (2019).

ХАРАКТЕРИСТИКИ САМООРГАНИЗУЮЩИХСЯ ДЕНДРИТНЫХ СТРУКТУР

Иванов Д.М., Ружицкая Д.Д., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Рассматривается фундаментальная научная задача, относящаяся к установлению общих закономерностей между параметрами зондирующих световых пучков и особенностями самоорганизующихся дендритных структур. Определяются различные характеристики дендритных структур и их картин дифракции.

Фракталами (от лат. fractus – дробленый) называют структуры с самоподобными свойствами, т.е. когда часть структуры подобна структуре в целом [1]. В настоящее время активно ведется изучение фрактальных и фракталоподобных (с частичным самоподобием) объектов и процессов [2]. Обусловлено это тем, что элементы с фрактальной структурой стали широко использоваться в различных областях науки и техники: биомедицине при диагностике различных заболеваний, при изучении процессов самоорганизации и самосборки, при изучении глобальной общетеоретической проблемы возникновения жизни на Земле, в медицине (арт-терапии), при создании компактных фрактальных антенн, узкополосных оптических фильтров, широкодиапазонных отражателей, при расчете фотонных кристаллов и новых метаматериалов, в нанотехнологиях при проектировке микросхем литографическими методами, при разработке природоподобных систем и др. Из приведенного далеко не полного перечня видно, что изучение фрактальных и фракталоподобных объектов является актуальным, междисциплинарным и требует усилий специалистов самых разных направлений.

Фрактальный анализ зарекомендовал свою эффективность в различных областях передового края современной фундаментальной науки и техники и активно развивается, в том числе на базе физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова [3,4].

В данной работе нами изучались свойства дендритных структур. На рис. 1 представлены исследуемые дендритные структуры, сформированные на основе применения модифицированных алгоритмов баллистическая агрегация и диффузия, ограниченная агрегацией, а также на основе использование стохастических L-систем [5,6].

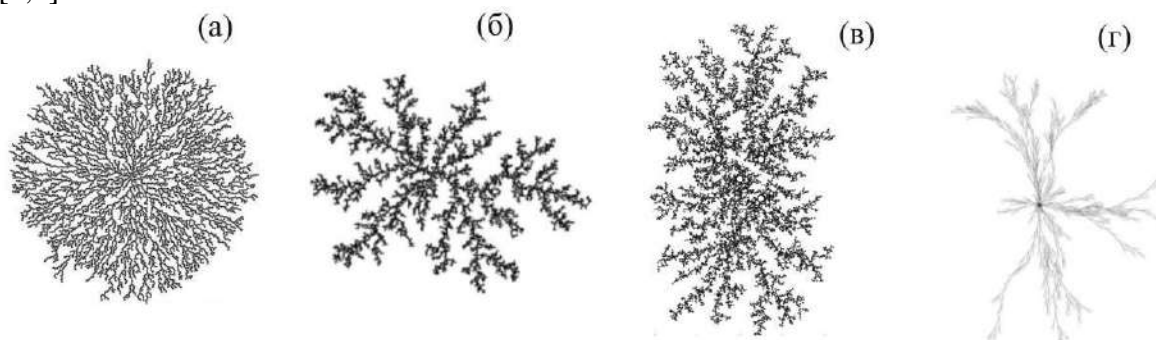


Рис. 1. Структуры исследуемых дендритных объектов. Модель баллистическая агрегация (а), модель диффузия, ограниченная агрегацией (б), дендритная структура с 4-мя затравочными центрами (в), дендрит, построенный с применением L – систем (д)

Такого рода структуры наблюдаются в биологии и медицине: в кроветворной системе глаза, нервной системе человека, в структуре корней и листьев растений, при

росте колоний микроорганизмов и др. Цель работы состояла в анализе взаимосвязи оптических характеристик дендритных систем (картин дифракции) и их структурных особенностей. Для достижения цели были решены следующие задачи: построение моделей формирования дендритных систем, анализ полученных структур и их оптических свойств на основе привлечения аппарата фрактальной параметризации и корреляционного анализа [7,8]. На рис. 2 приведен пример характеристик системы дендритов с четырьмя затравками.

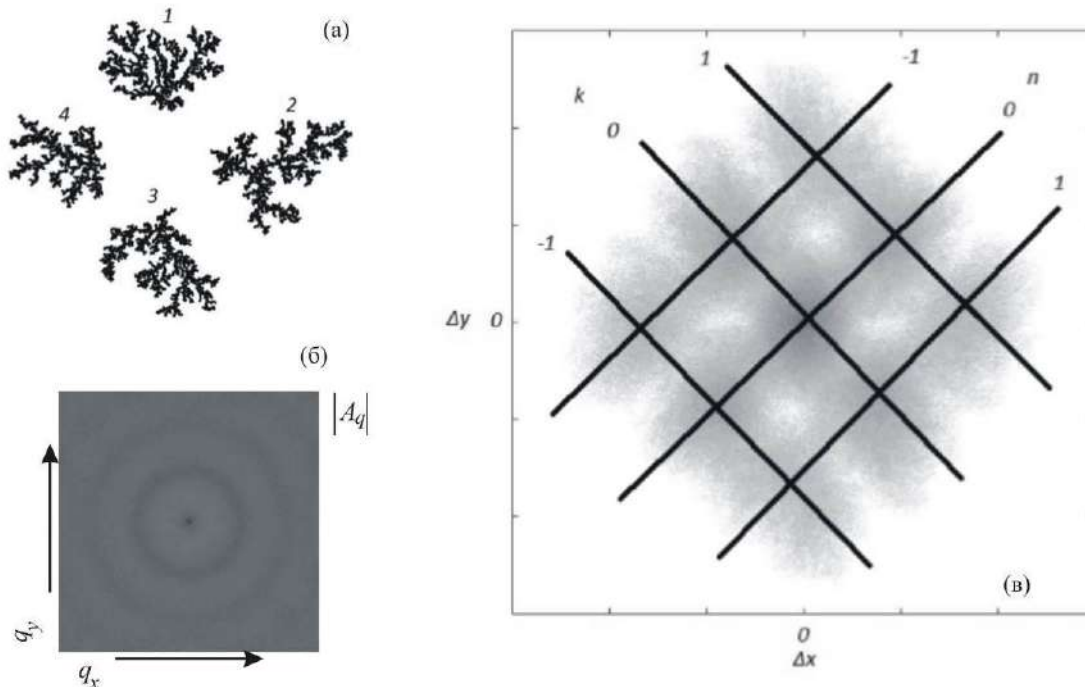


Рис. 2. Дендритная система с 4-мя затравками (а), дифракционная картина (распределение амплитуды поля $|A_q|$ от пространственных частот q_x, q_y) в дальней зоне (логарифмический масштаб) (б), автокорреляционная функция структуры, индексы k, n – ее максимумы (в)

Из рис. 2 видно, что по автокорреляционной функции структуры (а) можно установить точное число затравочных центров в дендритной структуре. Отметим, что центральный максимум (0,0) возникает в результате перекрытия дендритов 1-4 самих с собой.

В настоящей работе предложен простой способ построения 2D фрактальной дендритной структуры. Реализованный новый алгоритм формирования дендритных кластеров представляет собой оптимизированную модификацию классической модели Т. Виттена и Л. Сандера «диффузия, ограниченная агрегацией» [9]. При построении математических моделей учитывалось количество затравочных центров и их взаимное расположение, стохастические свойства движения частиц с периферии, число и положение одновременно выпущенных частиц. Эти факторы оказывали наибольшее влияние на форму конечного пространственного распределения частиц формируемых дендритных структур.

Впервые установлены закономерности, определяющие связь между структурными особенностями систем дендритного типа и их картинками дифракции с использованием аппарата фрактальной параметризации и корреляционного анализа. Установление связи производилось с помощью численного моделирования и детального анализа зависимостей средних массовых (кластерных) фрактальных размерностей, сформированных дендритов и их дифракционных картин от числа частиц, образующих кластеры.

Установленные зависимости кластерных фрактальных размерностей от числа частиц были использованы для разработки нового алгоритма нахождения

скейлинговых параметров дендритных структур [3,5]. Параметры скейлинга определялись с привлечением анализа результатов полученных зависимостей массовой фрактальной размерности от числа образующих кластер частиц $D(N)$. Были определены критические параметры для границ областей неустойчивости анализируемых закономерностей $D(N)$: 2100 частиц для модификаций модели «диффузия, ограниченная агрегацией», и 1500 частиц для модели «баллистическая агрегация» фрактального роста дендритов. Полученные результаты могут найти применение для биомедицинской диагностики [10], а также существенно расширить известные подходы для реализации междисциплинарных исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-01-00723а).

1. Б. Мандельброт, *Фрактальная геометрия природы*. М., Институт компьютерных исследований, (2002).

2. В.Ф. Кравченко, О.В. Кравченко, *Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники*. М., Техносфера, (2018).

3. Yu. Ryzhikova, Iu. Mukhartova, S. Ryzhikov, *Journal of Physics: Conference Series*, **1141**, 012059, (2018).

4. А.Н. Боголюбов, А.А. Петухов, Н.Е. Шапкина, *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* № 2, 20-23, (2011).

5. Д.Д. Ружицкая, Ю.В. Рыжикова, С.Б. Рыжиков, *Известия РАН. Серия физическая*, **82**, №11, 1512-1515, (2018).

6. Р.М. Кроновер, *Фракталы и хаос в динамических системах*. М., Постмаркет, (2000).

7. О.М. Вохник, А.М. Зотов, П.В. Короленко, Ю.В. Рыжикова, *Моделирование и обработка стохастических сигналов и структур*. Учебное пособие. М., МГУ, (2013).

8. Е. Федер, *Фракталы*. М., Мир, (1991).

9. Т.А. Witten, L.M. Sander *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1400-1403, (1981).

10. С.А. Краевой, Н.А. Колтовой, *Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. Книга 3. Тезиография. Кристаллизация тестовых растворов*. Москва – Смоленск. Электронный математический и медико-биологический журнал «Математическая морфология», (2016).

ОСОБЕННОСТИ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА С НЕЭКВИДИСТАНТНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ ПРИ ВЫСОКОМ УРОВНЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Коровой О.В., Надькин Л.Ю.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь,
Приднестровская молдавская республика

Получен закон дисперсии для системы трехуровневых атомов с неэквидистантным энергетическим спектром, при учете оптически разрешенного двухфотонного перехода. Показано, что закон дисперсии состоит из трех поляритонных ветвей, предсказываются самосогласованное изменение силы связи фотонов с атомами.

В настоящее время повышенное внимание уделяется исследованию процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом в размерно-ограниченных средах. Особый интерес вызывает исследование явлений, обусловленных сильной связью фотонов с атомными системами. Нелинейно-оптические явления в трех- и многоуровневых атомных системах обычно исследовались при учете однофотонных индуцированных переходов между последовательными парами соседних уровней под действием света [1-4]. Вместе с тем в атомных трёхуровневых системах, например, возможны оптически разрешенные прямые двухфотонные переходы между первым и третьим уровнями.

Нами представлены результаты исследований закона дисперсии трехуровневых атомов с неэквидистантным энергетическим спектром, взаимодействующих с фотонами ультракороткого импульса резонансного лазерного излучения. Мы учитываем однофотонные переходы между уровнями $1 \leftrightarrow 2$ и $2 \leftrightarrow 3$, а также двухфотонные переходы под действием фотонов одного и того же импульса между уровнями 1 и 3. Собственные энергии атомов на уровнях 2 и 3 равны соответственно ω_0 и $2\omega_0$ (рис.1).

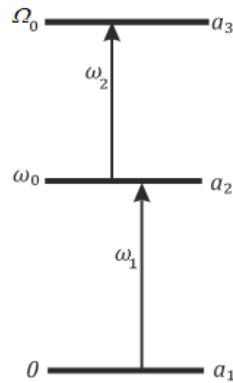


Рис. 1. Схема энергетического спектра трехуровневого атома, взаимодействующего с фотонами с частотами ω_1 и ω_2

Гамильтониан взаимодействия атома с фотонами можно записать в виде:

$$\frac{1}{\hbar} H_{\text{int}} = -g_{12} \hat{a}_1 \hat{c}_1 \hat{a}_2^+ - g_{12}^* \hat{a}_2^+ \hat{c}_1^+ \hat{a}_1 - g_{23} \hat{a}_2 \hat{c}_2 \hat{a}_3^+ - g_{23}^* \hat{a}_3^+ \hat{c}_2^+ \hat{a}_2 - g_{13} \hat{a}_1 \hat{c}_1 \hat{c}_2 \hat{a}_3^+ - g_{13}^* \hat{a}_3^+ \hat{c}_1^+ \hat{c}_2^+ \hat{a}_1 \quad (1)$$

где \hat{a}_j ($j=1,2,3$) – оператор уничтожения атома, находящегося на уровне j , \hat{c}_1 и \hat{c}_2 – операторы фотонов, действующих между уровнями $1 \leftrightarrow 2$ (\hat{c}_1) и $2 \leftrightarrow 3$ (\hat{c}_2), g_{ij} – константы оптической конверсии атома с уровня i на уровень j . Предполагаем также, что падающий импульс имеет полуширину меньшую времени релаксации атомов.

Используя (1), можно получить уравнения движения для операторов \hat{a}_j и \hat{c}_j , после усреднения которых в приближении среднего поля (mean field approximation) приходим к системе нелинейных эволюционных уравнений для амплитуд $a_j = \langle \hat{a}_j \rangle$ ($j=1,2,3$) и $c = \langle c_1 \rangle$. Беря за основу уравнение для \dot{a}_2 , видим, что скорость изменения амплитуды a_2 определяется выражениями $a_1 c_1$ и $c_2^* a_3$, соответствующие им операторы описывают состояния с энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar(\Omega_0 - \omega_2)$, равные энергии $\hbar\omega_0$ второго атомного уровня. Следовательно, состояние атома на уровне 2, атома в основном состоянии плюс фотон первого импульса и реплика возбужденного состояния 3, сдвинутая вниз на энергию $\hbar\omega_2$ фотона второго импульса, вырождены по энергии. Далее мы будем считать, что амплитуды c_1 и c_2 намного превосходят амплитуды атомов на соответствующих уровнях ($c_1, c_2 \gg a_1, a_2, a_3$), c_{10} и c_{20} – начальные значения амплитуд фотонов. Таким образом, огибающие функций $c_1(t)$ и $c_2(t)$ в приближении заданной плотности фотонов обоих импульсов не изменяются со временем: $|c_1|^2 = c_{10}^2 \equiv f_{10}$ и $|c_2|^2 = c_{20}^2 \equiv f_{20}$. Полагая константы g_{12}, g_{23} и g_{13} комплексными и представляя их в виде произведений действительных амплитуд и фазовых множителей $g_{12} \exp(i\varphi_{12})$, $g_{23} \exp(i\varphi_{23})$ и $g_{13} \exp(i\varphi_{13})$ и вводя разность фаз $\mathcal{G} = \varphi_{12} + \varphi_{23} - \varphi_{13}$, получаем окончательное выражение для закона дисперсии атомных поляритонов вида:

$$\begin{aligned} & (\omega - \omega_0)(\omega - \omega_1)(\omega - \Omega_0 + \omega_2) - \Omega_{12}^2(\omega - \Omega_0 + \omega_2) - \Omega_{23}^2(\omega - \omega_1) - \Omega_{13}^2(\omega - \omega_0) \\ & + 2\Omega_{12}\Omega_{23}\Omega_{13}\cos\mathcal{G} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

где $\Omega_{12}^2 = g_{12}^2 f_{10}$, $\Omega_{23}^2 = g_{23}^2 f_{20}$, $\Omega_{13}^2 = g_{13}^2 f_{10} f_{20}$ – соответствующие частоты Раби. Из (2) видно, что закон дисперсии атомных поляритонов имеет три действительных корня, которые формируют три дисперсионные ветви в зависимости частоты поляритонной волны ω от частоты $\omega_1 = ck_1$ фотонов первого импульса, где k_1 – волновой вектор. Форма и расположение ветвей закона дисперсии существенно определяются плотностями фотонов f_{10} и f_{20} обоих импульсов. В (2) имеются три слагаемых, каждое из которых пропорционально квадрату соответствующей частоты Раби либо квадрату модуля соответствующего матричного элемента перехода, описывающие независимые вклады каждого из процессов в закон дисперсии. При этом знак либо фаза соответствующей константы взаимодействия по отношению к двум другим в гамильтониане (1) не играет роли. Последнее слагаемое в (2) пропорционально произведению трех различных Раби-частот (либо трех констант взаимодействия g_{12}, g_{23} и g_{13}), его появление обусловлено одновременным действием (квантовой интерференцией) всех трёх процессов. Если хотя бы одна из констант взаимодействия равна нулю, то это слагаемое отсутствует и зависимость собственных частот атомных поляритонов от разности фаз исчезает.

Обсудим особенности поведения ветвей закона дисперсии атомных поляритонов. Введем в рассмотрение расстройки резонансов Δ , δ_1 , δ_2 , нормированные на частоту Раби Ω_{12} : $(\omega - \omega_0) = \Omega_{12}\Delta$, $(\omega_1 - \omega_0) = \Omega_{12}\delta_1$, $(\omega_2 - \Omega_0 + \omega_0) = \Omega_{12}\delta_2$. Тогда дисперсионное уравнение (2) для определения Δ приводится к виду:

$$\Delta(\Delta - \delta_1)(\Delta + \delta_2) - \Delta - \delta_2 - \omega_{23}^2(\Delta - \delta_1) - \omega_{13}^2\Delta + 2\omega_{23}\omega_{13}\cos\mathcal{G} = 0 \quad (3)$$

Закон дисперсии $\Delta(\delta_2)$ при $\delta_1 = const$ атомных поляритонов в окрестности фиксированной расстройки резонанса δ_1 для фотонов первого импульса, действующего между уровнями 1 и 2, в зависимости от непрерывно меняющейся расстройки δ_2 для фотонов второго импульса, действующего между уровнями 2 и 3, представлен на рис.2.

Видно, что закон дисперсии в этом случае состоит из трех ниспадающих ветвей в зависимости от расстройки резонанса δ_2 и также имеет место эффект пересечения двух соседних ветвей при $\omega_{23} = \omega_{13} = 1$ и разности фаз $\mathcal{G} = 0$ (рис. 2б) либо π (рис. 2в).

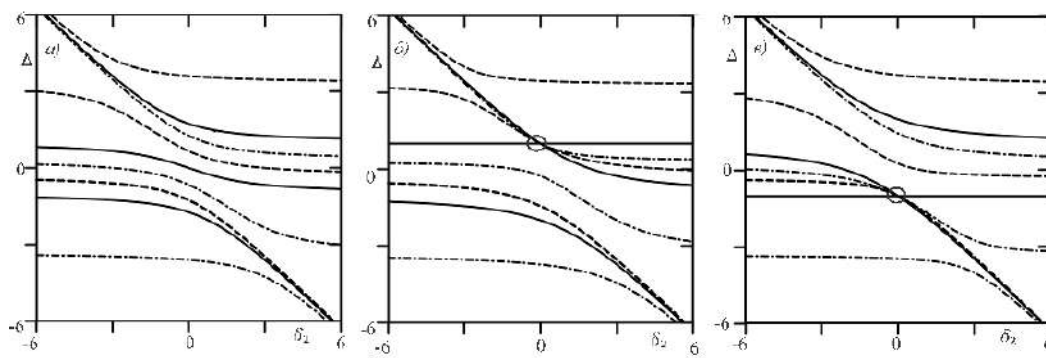


Рис. 2. Закон дисперсии $\Delta(\delta_2)$ атомных поляритонов при значениях нормированных частот Раби $\omega_{23} = \omega_{13} = 1$, разности фаз \mathcal{G} , равных $\pi/2$ (а), 0 (б) и π (в) и расстройки резонанса δ_1 , равных -3 ($- \cdot - \cdot$), 0 ($—$), 3 ($---$)

Если рассматривать частоты фотонов ω_1 и ω_2 обоих импульсов (и соответствующие им волновые вектора k_1 и k_2) как две независимые переменные, то можно построить зависимость $\omega(k_1, k_2)$ и ввести представление о поверхностях закона дисперсии. На рис.3 представлены графики зависимости $\Delta(\delta_1, \delta_2)$. Видно, что поверхности закона дисперсии состоят из трех частей – верхней, средней и нижней, расположенных в различных спектральных областях. При значениях разности фаз $\mathcal{G} = 0$ либо π и значениях Раби частот $\omega_{23} = \omega_{13} = 1$ имеются точки пересечения верхней и средней частей поверхности закона дисперсии (рис.3б), либо средней и нижней частей (рис.3в) соответственно. Наличие точек пересечения означает, что при данных значениях частот существует только одна частота нутации атомных поляритонов.

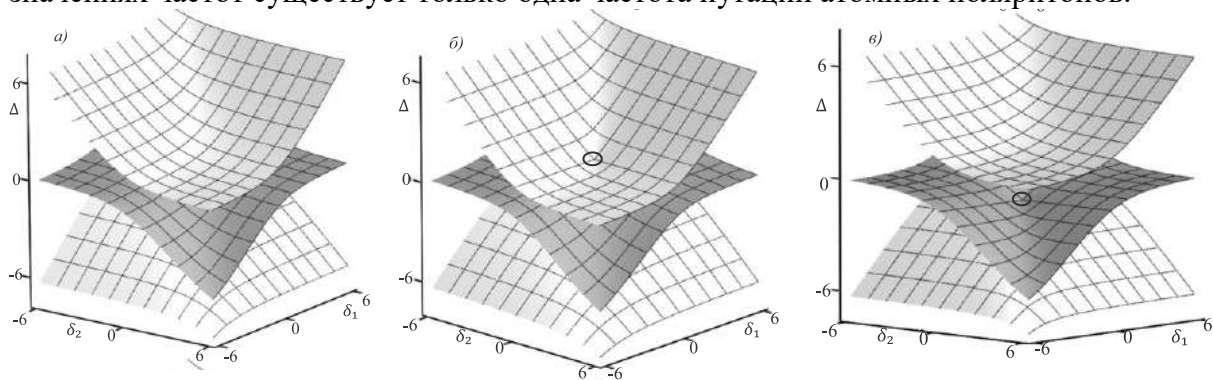


Рис. 3. Закон дисперсии $\Delta(\delta_1, \delta_2)$ при нормированных частотах Раби $\omega_{23} = \omega_{13} = 1$, разности фаз \mathcal{G} , равных $\pi/2$ (а), 0 (б), π (в). Кружками отмечены точки пересечения ветвей закона дисперсии

Непосредственный учет прямого двухфотонного перехода атомов с первого уровня на третий наряду с двумя однофотонными переходами приводят к зависимости законов дисперсии атомных поляритонов от нового квантового параметра – разности фаз \mathcal{G} .

1. V. Agranovich, H. Benisty, C. Weisbuch, *Solid Stste Commun.* **102**, 631 (1997).
2. О.А. Дубовский, В.М. Агранович, *ФТТ* **58**, 1371 (2016).
3. P. Cristofolini, G. Christmann, S.I. Tsintzos, G. Deligeorgis, G. Konstantinidis, Z. Hatzopoulos, P.G. Savvidis, J.J. Baumberg, *Science* **336**, 704 (2012).

4. E. Togan, H.-T. Lim, S. Faelt, W.Wegscheider, A. Imamoglu, arXiv:1804.04975, 13 Apr 2018.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИК ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛАЗЕРАХ НА ДВУХАТОМНЫХ ГЕТЕРОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛАХ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ГАЗОАНАЛИЗЕ СРЕД

Войцеховская О.К., Каширский Д.Е.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

В докладе обсуждаются вопросы точности определения коэффициентов поглощения газов на длинах волн генерации лазеров на двухатомных гетероядерных молекулах.

В докладе рассматриваются способы уточнения центров линий излучения СО- и НСІ лазеров. Определение значений энергий колебательно-вращательных уровней двухатомных гетероядерных молекул (монооксида углерода и хлорида водорода) для высоковозбужденных состояний производится на базе получения новых значений параметров Данхэма для этих молекул [1]. Далее вычисляются центры излучательных переходов. Достоверность предложенных значений центров лазерных линий устанавливается на основе расчетов поглощения оксидами азота и метаном и сравнением с результатами экспериментов, опубликованными в литературе. Анализ возникших расхождений показал, что центры линий изучаемых лазеров могут варьировать в некоторых спектральных пределах вследствие различных факторов: нагрев рабочей смеси, аппаратурные искажения, уширение уровней и т.д.

Проведенный расчет коэффициентов поглощения опирается на значения параметров (центров, интенсивностей, полуширин) колебательно-вращательных линий молекул оксидов азота NO, NO₂ и метана. Анализируется точность параметров спектральных линий (ПСЛ) поглощения этих газов в разных базах данных ПСЛ и обсуждается возможная погрешность, возникающая за счет ошибок в параметрах линий.

Показано, что причины расхождения расчетных и экспериментальных значений коэффициентов поглощения на различных линиях генерации лазеров обусловлены разнообразными факторами [2]. Например, на линии СО-лазера 22 Р10 (3097.75 см⁻¹) совпадение с экспериментальным коэффициентом поглощения $k_{\text{экс}}=0.064\pm 0.03 \text{ атм}^{-1}\text{см}^{-1}$ наблюдается для значения центра 3097.295 см⁻¹ и поэтому необходимо последнее считать более верным. Но для лазерной линии 24 Р8 (3006.9575 см⁻¹) доказано, что значения параметров линий поглощения метана на этой длине волны СО-лазера приведены в БД «NITRAN» (<https://www.cfa.harvard.edu/NITRAN>) с ошибкой более 100%.

Неучет этих явлений приводит к погрешностям в определении концентраций зондируемых газов из спектральных характеристик.

Данное научное исследование (грант № 8.2.04.2018) выполнено при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

1. О.К. Voitsekhovskaya, D.E. Kashirskii, V.S. Korchikov, *Moscow University Physics Bulletin*, **65**, № 5, 386-391, (2010).

2. О.К. Voitsekhovskaya, D.E. Kashirskii, *Laser Phys. Lett.*, **16**, 066001, (2019).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СУБМИКРОННЫХ СТРУКТУР, ТЕРМОХИМИЧЕСКИ ЗАПИСАННЫХ БЕССЕЛЕВЫМИ ПУЧКАМИНА ПЛЕНКАХ ХРОМА

Нгуен К.З., Лебедева Е.В., Синева Д.А., Шахно Е.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе приведено теоретическое исследование повышения разрешения лазерной термохимической записи на плёнках хрома путем применения специального высокоапертурного оптического объектива, формирующего сложное распределение интенсивности.

В настоящей работе лазерная термохимическая запись на металлических пленках хрома с последующим травлением даёт возможность записи с разрешением до 2000 линий/мм, к примеру, на установке CLWS-300IAE[1]. Этот способ широко используется для создания дифракционных оптических элементов (ДОЭ), которые применяются в самых разных областях, например, в микроэлектронике, фотонике, для контроля асферических поверхностей зеркал больших телескопов [2], или для изготовления фотомасок в технологии фотолитографии.

В данной работе рассмотрена возможность преодоления дифракционного оптического предела термохимической записи путем применения специального высокоапертурного оптического объектива, формирующего бесселево распределение интенсивности. Подобные объективы, однако, фокусируют лазерное излучение в распределение интенсивности со сложной кольцевой структурой, поэтому прежде чем реализовать на практике данный объектив, необходимо определить степень влияния колец в распределении интенсивности на формирование оксидной дорожки на металлической пленке и на итоговое разрешение записи. Необходимо выяснить, возможно ли минимизировать ее влияние путем оптимизации режимов обработки пленки. Для реализации данной цели было рассмотрено формирование термохимического изображения на пленках хрома при сканировании со скоростью 0,01 – 10 м/с и при использовании специальных объектив (с FWHM 0,42 и 0,23 мкм) с бесселевым распределением интенсивности излучения, определены области рабочих режимов записи на тонких плёнках хрома и предсказаны .

1. V.P. Veiko, V.P. Korolkov, A.G. Poleshchuk, D.A. Sinev, E.A. Shakhno. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, **53**, №5, 474–483, (2017).

2. V.P. Veiko, E.A. Shakhno, A.G. Poleshchuk, V.P. Korolkov, V. Matyzhonok, *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*, **3**, 201-205, (2008).

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР БЕССЕЛЕПОДОБНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ С УЧЕТОМ САМОДИФРАКЦИИ

Долгирев В.О., Шарангович С.Н.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Россия

В данной работе проведено теоретическое исследование по голографическому формированию дифракционных структур бесселеподобным и Гауссовым световым полем в фотополимерных материалах с учетом самодифракции записывающих световых пучков при малых контрастах.

Пространственно-инвариантные (Бесселевы) пучки света привлекают внимание ученых из-за их способности распространяться на значительное расстояние без расходимости [1-2]. Это открывает широкие перспективы для их использования в оптических пинцетах – устройствах, применяющихся для оптического манипулирования микроскопическими объектами [1-2]. Актуальным на сегодняшний день предоставляется поиск более практичных и дешёвых методов получения таких пучков. Одним из эффективным методом формирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ), позволяющих преобразовывать световые поля, является голографический с использованием фоточувствительных сред [3-6].

В данной работе исследуется процесс голографического формирования дифракционного оптического элемента (ДОЭ), позволяющего преобразовывать Гауссовы световые поля в бесселеподобные, с учетом самодифракции записывающих световых пучков.

Пусть два монохроматических световых пучка с амплитудными профилями $E_0(\mathbf{r})$ (Гауссово распределение) и $E_1(\mathbf{r})$ (бесселеподобное распределение), и волновыми векторами \mathbf{k}'_0 и \mathbf{k}'_1 на границе раздела сред распространяются под углами θ_0 и θ_1 внутри плоского поглощающего фотополимерного слоя толщиной d (рис. 1). Векторы \mathbf{k}'_0 и \mathbf{k}'_1 лежат в плоскости XOY , а ширина пучков намного превышает толщину d . Тогда оптическое поле на входной границе ДОЭ запишется как [7-11]:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=0,1} \mathbf{e}_j \cdot E_j(\mathbf{r}) \cdot \exp[i(\omega \cdot t - \mathbf{k}'_j \cdot \mathbf{r})], \quad (1)$$

где \mathbf{e}_j – вектор поляризации; \mathbf{r} – радиус-вектор; $\mathbf{k}'_j = k \cdot \mathbf{N}_j$, $k = n\omega/c$ – волновое число и \mathbf{N}_j – нормаль к волновому фронту, n – показатель преломления.

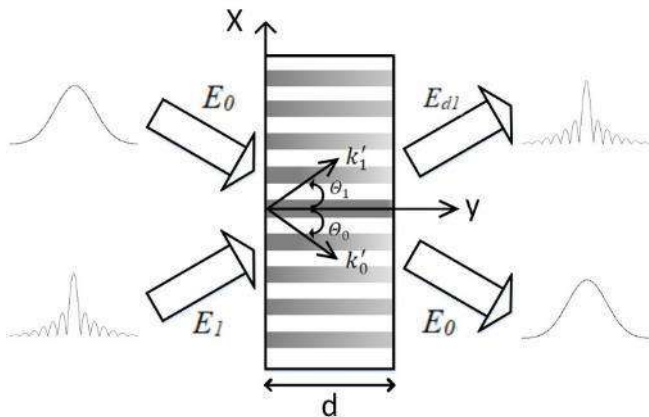


Рис. 1. Пространственная геометрия записи

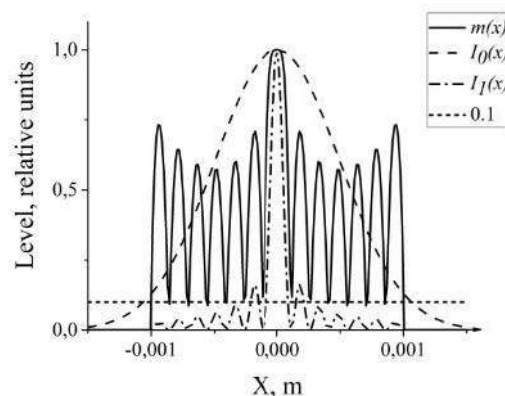


Рис. 2. Локальный контраст интерференционной картины

При воздействии оптического излучения происходит процесс записи дифракционной структуры, который в фотополимерном материале (ФПМ) с красителем-сенсбилизатором описывается в общем виде кинетическими уравнениями концентрации мономера M и показателя преломления n [11]:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \text{div}(D(M)\text{grad}M) - h[I(t, \mathbf{r})]^k M, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \delta n_p h[I(t, \mathbf{r})]^k (M/M_n) + \delta n_i \text{div}(D(M)\text{grad}(M/M_n)), \quad (3)$$

где $M = M(t, x, y)$, $n = n(t, x, y)$, $I(t, \mathbf{r})$ – распределение интенсивности записывающего поля внутри ФПМ, δn_p и δn_i – параметры модели, характеризующие изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала; M_n – начальная концентрация мономера; h – коэффициент, зависящий от параметров материала; k – степень нелинейности процесса фотополимеризации.

Дифракция записывающих волн во время записи в ДОЭ приводит к изменению распределения интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ записывающего поля внутри образца. Отсюда следует, что формирование дифракционной решетки в каждый момент времени продолжается в соответствии с измененным распределением светового поля (1), а степень изменения увеличивается с глубиной решетки. В областях малого контраста (рис. 2), за счет эффекта самодифракции записывающих пучков, формируется дополнительная решетка, которая вызывает неоднородность амплитудно-фазового профиля всей решетки. Решение связанных волн, которые описывают взаимодействие световых волн с формируемой дифракционной решеткой, получим в приближении заданного поля. Изменение волны E_1 в области взаимодействия запишется как [11]:

$$\delta E_1(t, x, y) = E_1(t, x, y) - E_1(x) = -iGE_0(x) \int_0^y n_1(t, x, y') dy', \quad (4)$$

где n_1 – первая гармоника решетки показателя преломления; $G = \pi/(\lambda \cos \theta_0)$, где λ , θ_0 – длина волны света и угол записи в материале для волны E_0 .

Распределение интенсивности интерференционной картины светового поля для выражений (2) и (3) запишется как [11]:

$$I(t, \mathbf{r}) = I^0(x) \left(1 + m(x) \cos(\mathbf{K}_1 \mathbf{r}) + \frac{E_0(x) \delta E_1^*(t, x, y)}{I^0(x)} e^{-i\mathbf{K}_1 \mathbf{r}} \right), \quad (5)$$

где $I^0(x) = [I_0(x) + I_1(x)]$; $I_j(x) = |E_j(x)|^2$, $j = 0, 1$; $m(x) = 2\sqrt{I_0(x)I_1(x)}(\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2)/[I_0(x) + I_1(x)]$ – локальный контраст интерференционной картины.

Для решения системы кинетических уравнений (2) и (3) воспользуемся методикой, представленной в работе [11], из которой следует выражение показателя преломления для первой гармоники:

$$n_1(\tau, x, y) = \delta n_p F_2(x) \sqrt{m_0(x)} \int_0^\tau R(\tau', x) H_0(\tau', \tau, x, y) d\tau', \quad (6)$$

где $\tau = t/T_m$ – относительное время, $T_m = 1/(K_1^2 D_m)$ – время диффузии, $K_1 = |K_1|$ – волновое число первой гармоники, D_m – начальное значение коэффициента диффузии; $F_2(x) = \frac{2^k}{b_x} \cdot \frac{2k}{1+m_0(x)}$, $b_x = b(x) = T_p(x)/T_m$, $T_p(x) = h^{-1}/(I^0(x))^2$ –

локальное время полимеризации; $m_0(x) = I_1(x)/I_0(x)$ – соотношение интенсивностей записывающих пучков; $R(\tau', x) = \frac{M_0(\tau)}{M_n} - \left(\frac{2^k}{b_x} - C_n \right) \int_0^\tau \frac{M_0(\tau')}{M_n} e^{-\int_{\tau'}^\tau F_1(\tau'') d\tau''} d\tau'$, $M_0(\tau)$ – концентрация мономера для нулевой гармоники, $C_n = \delta n_i / \delta n_p$, $F_1(\tau) = 2^k/b_x + b_m(\tau)$;

$H_0(\tau', \tau, x, y) = 1 + \sqrt{\frac{iF_2(x)\Gamma}{y/d} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''} \cdot J_1 \left[2\sqrt{iF_2(x)\Gamma \frac{y}{d} \int_{\tau'}^\tau R(\tau'') d\tau''} \right]$, $J_1[x]$ – функция Бесселя, $\Gamma = \delta n_p G d = \omega d \delta n_p / 2c \cos \varphi_1$ – нормализованный коэффициент связи, характеризующий эффективность взаимодействия световых волн с решеткой.

Выражение (6) определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды дифракционной решетки с учетом самодифракции записывающих световых пучков. В областях малого контраста происходит запись дополнительной решетки, которая вызывает амплитудно-фазовую неоднородность

вдоль всей решетки. Амплитудно-фазовая неоднородность приводит к усилению уровня боковых максимумов дифрагировавшего светового пучка, благодаря перекачки световой энергии из главного максимума в боковые. При этом эффективность дифракции максимальна в области малых контрастов (<0.1) и при существенном вкладе диффузионных процессов при процессе фотополимеризации ($b>1$).

На основе теоретической модели по выражению (6) были рассчитаны амплитудные профили n_1 по координате x и соответствующие им уровни дифрагировавшего светового пучка. На рис. 3 приведены нормированные (относительно максимального значения) профили дифрагировавшего светового пучка вдоль оси x с учетом самодифракции и без.

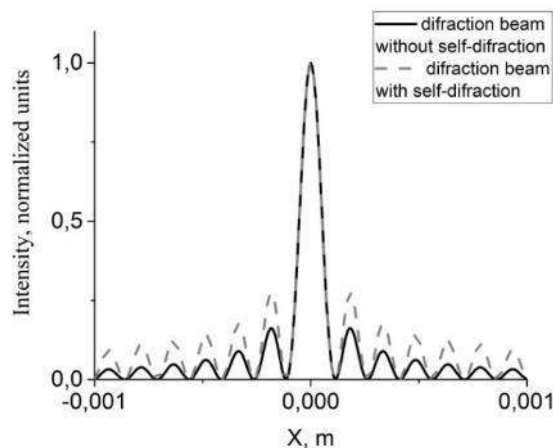


Рис. 3. Нормированные профили дифрагировавшего пучка вдоль оси « x » с учетом самодифракции и без

Из рис. 3 видно, что у дифрагировавшего светового пучка с учетом самодифракции происходит усиление уровня боковых максимумов. При чем, уровень усиления больше всего проявляется в областях малого контраста.

Таким образом, необходимо учитывать явление эффекта самодифракции записывающих световых пучков при малых контрастах для более точного определения дифракционных характеристик ДОО.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания (Проект № 3.1110.2017/4.6).

1. G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides, *Optics Letters*, **32**, №8, 979-981, (2007).
2. Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжевич, *Квантовая электроника*, **31**, 85, (2001).
3. А.Ю. Костылев, И.В. Ильина, Т.Ю. Черезова, А.В. Кудряшов, *Оптика атмосферы и океана*, **20**, №11, 1028-1032, (2007).
4. А.А. Казак, Л.А. Казак, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова, *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*, **1**, 3-6, (2011).
5. N.A. Groshenko, O.S. Makalish, A.V. Volyar, *Technical Physics*, **43**, 1450, (1998).
6. A.V. Carpentier, *American Journal of Physics*, **76**, 916, (2008).
7. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov, *Enabling Photonic Technologies for Aerospace Applications V. International Society for Optics and Photonics*, **5104**, 116, (2003).
8. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov, *Organic Optoelectronics and Photonics. International Society for Optics and Photonics*, **5464**, 399, (2004).
9. А.О. Семкин, С. Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **60**, № 11, 109, (2017).
10. А.О. Semkin, S.N. Sharangovich, *Russian Physics Journal*, **60**, №11, 1971, (2018).
11. Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович, *Физика*, **49**, №11, 35-43, (2006).

ФОРМИРОВАНИЕ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР С МОДУЛЯЦИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Безпальный А.Д., Быков В.И., Мандель А.Е.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований воздействия лазерного излучения из синей и красной областей спектра на модуляцию показателя преломления канальных волноводных структур при их поточечном индуцировании в приповерхностном слое кристалла ниобата лития.

Электрооптические кристаллы ниобата лития (LiNbO_3) широко используются в качестве многофункциональной подложки для реализации оптических устройств передачи и обработки информации за счет уникального набора физических характеристик в сочетании с коммерческой доступностью [1]. Фоторефрактивный эффект, характерный для электрооптических кристаллов, позволяет изменять показатель преломления LiNbO_3 под воздействием света [1, 2]. Внедрение различных примесей, таких как железо (Fe), медь (Cu), марганец (Mn) и др., приводит к усилению фоторефрактивной чувствительности материала [2, 3]. Ионы примесей можно вводить в структуру LiNbO_3 путем поверхностного легирования, либо в процессе роста кристалла [1, 3]. Легирование кристалла с поверхности позволяет значительно повысить концентрацию примесей, не нарушая его механические свойства. Благодаря этому на поверхности кристаллов LiNbO_3 можно создавать области, легированные различными примесями и их комбинациями с разной степенью концентрации [4]. Фоторефрактивный эффект позволяет формировать в поверхностных областях LiNbO_3 канальные волноводные и дифракционные структуры с индивидуальными характеристиками [1, 4, 5]. На основе канальных волноводов и дифракционных решеток в кристаллах ниобата лития могут быть созданы такие устройства, как оптические модуляторы, разветвители, переключатели, мульти- и демультимплексоры [1, 3]. Канальные волноводные и дифракционные структуры можно создавать в поверхностных областях LiNbO_3 различными способами: например, ионной имплантацией, диффузией титана либо различными вариациями лазерной записи [1, 3, 6].

В данной работе экспериментально исследуется возможность формирования канальных волноводных структур с модуляцией показателя преломления в поверхностном слое ниобата лития путем поточечного индуцирования лазерным излучением из синей и красной областей спектра.

Канальные волноводные структуры создавались в кристалле ниобата лития Y-среза с размерами $30 \times 3 \times 15$ мм³ по осям X, Y и Z соответственно. Толщина поверхностного слоя, легированного ионами меди, составляла ~200 мкм. В качестве источников излучения использовались твердотельный лазер с длиной волны $\lambda = 450$ нм и He-Ne лазер с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Световой пучок фокусировался на поверхность XZ образца LiNbO_3 микрообъективом с десятикратным увеличением. Диаметр фокусированного пучка составлял ~20 мкм по уровню половинной интенсивности с плотностью мощности излучения ~300 мВт/см². Поляризация экспонирующего излучения в экспериментах соответствовала либо обыкновенной, либо необыкновенной волне в кристалле.

В экспериментах облучаемые области представляли собой параллельные полосы с пониженным показателем преломления, ориентированные в направлении оси X

кристалла. Промежуток, заключенный между полосками с пониженным показателем преломления является волноводной областью. Исследования величины изменений показателя преломления Δn проводились с использованием интерферометра Жамена. Для этого предварительно создавались одиночные полосы с пониженным показателем преломления, индуцированные с различным временем экспонирования поверхности кристалла. Каждая из полосок состояла из набора последовательно расположенных точек. Время экспонирования одной точки в экспериментах изменялось от 1 до 100 секунд для излучения с длиной волны $\lambda = 450$ нм и от 20 до 250 секунд для излучения с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Расстояние между центрами точек составило 20 мкм.

Источником излучения в интерферометре послужил He-Ne лазер с длиной волны 633 нм. Интерференционная картина регистрировалась ПЗС-камерой. На основе анализа интерферограмм определялся фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ между интерференционными полосками в «чистой» области кристалла и области с индуцированными структурами. Величина изменений показателя преломления Δn при различном времени экспонирования поверхности кристалла вычислялась по формуле [6]:

$$\Delta n = \frac{\lambda \cdot \Delta\varphi}{2\pi \cdot d}, \quad (1)$$

где λ – длина волны излучения в интерферометре; $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг в интерферограмме; d – толщина поверхностного слоя.

Рассчитав значения Δn по формуле (1), нами построены экспериментальные зависимости изменений показателя преломления от различного времени экспонирования поверхности кристалла лазерным излучением с $\lambda = 450$ нм (рисунок а) и с $\lambda = 633$ нм (рисунок б) для обыкновенной и необыкновенной поляризации световой волны.

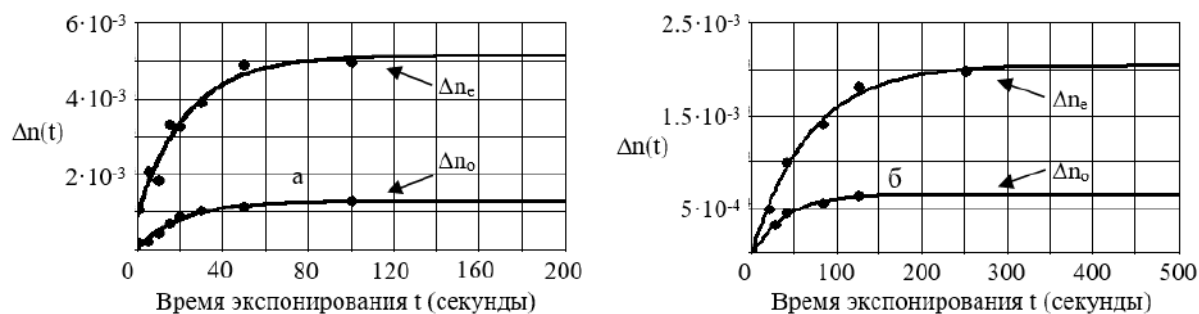


Рисунок. Экспериментальные зависимости изменений обыкновенного (Δn_o) и необыкновенного (Δn_e) показателей преломления от времени воздействия лазерного излучения с $\lambda = 450$ нм (а) и $\lambda = 633$ нм (б) на поверхность кристалла при поточечном индуцировании канальных волноводных структур

При времени записи от 1 до 100 секунд для обыкновенной поляризации экспонирующего излучения с $\lambda = 450$ нм величина Δn в области индуцированных полос варьировалась в пределах $1 \cdot 10^{-5} \div 1.2 \cdot 10^{-3}$, для необыкновенной – в пределах $1 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-3}$. При экспонировании поверхности кристалла излучением с обыкновенной поляризацией из синей области спектра ($\lambda = 450$ нм) насыщение $\Delta n_o \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$ достигается в течение 70 секунд облучения. Для необыкновенной поляризации излучения $\Delta n_e \approx 5 \cdot 10^{-3}$ достигает насыщения после 80 секунд облучения

В случае индуцирования структур излучением He-Ne лазера с $\lambda = 633$ нм и обыкновенной поляризацией экспонирующего излучения величина Δn в области индуцированных полос варьировалась в пределах $1 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-4}$, для необыкновенной – в пределах $1 \cdot 10^{-6} \div 2 \cdot 10^{-3}$ при времени записи одной точки от 30 до 300 секунд. Насыщение $\Delta n_o \approx 5 \cdot 10^{-4}$ достигается в течение 125 секунд облучения, насыщение $\Delta n_e \approx 2 \cdot 10^{-3}$ достигается после 250 с облучения.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки России на 2017-2019 гг. (проект по заявке № 3.1110.2018/4.6).

1. M. Bazzan, C. Sada, *Appl. Phys. Rev.*, **2**, №4 (040603), 1-25 (2015).
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, *СПб: Наука*, 315 (1992).
3. D. Kip, *Appl. Phys. B*, **67** (2), 131-150 (1998).
4. S.A. Davydov, P.A. Trenikhin, V.M. Shandarov, K.V. Shandarova, D. Kip, Ch. Rueter, and F. Chen, *Phys. of Wave Phen.*, **18**, №1, 1-6 (2010).
5. A.D. Bezpaly, A.O. Verkhoturov, and V.M. Shandarov, *Ferroelectrics*, **515:1**, 34-43 (2017).
6. А.Д. Безпальный, В.М. Шандаров, А.Е. Мандель, В.И. Быков, К.М. Мамбетова, *Изв. вузов. Физика*, **62**, № 3, 3-8 (2019).

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕРЕГУЛЯРНЫМ ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ НА ПРОЦЕСС ЗАПИСИ ШУМОВЫХ ГОЛОГРАММ В КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Максименко В.А.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

В работе приводятся результаты исследования воздействия лазерного излучения с нерегулярным волновым фронтом на запись шумовых голограмм в легированных кристаллах ниобата лития. Шумовые голограммы в кристаллах записывались в процессе возбуждения фотоиндуцированного рассеяния света.

Фоторефрактивные кристаллы ниобата лития являются удобной модельной средой для исследования взаимодействия лазерного излучения с нелинейно-оптическими материалами [1].

Фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС) возникает в кристаллах ниобата лития вследствие фоторефрактивного эффекта и связано с записью шумовых голограмм в объеме кристалла [2].

Волновой фронт лазерного излучения в эксперименте подвергался хаотизации при помощи диффузора. Исследования проводились с использованием источников лазерного излучения с длинами волн 0,53 мкм и 0,63 мкм. В качестве образцов фоторефрактивных кристаллов использовались кристаллические пластинки $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ и $\text{LiNbO}_3:(\text{Fe}+\text{Ti})$. Сравнивалось воздействие на образцы лазерного излучения с гладким волновым фронтом и пучка, чей волновой фронт был искажен диффузором.

Установлено, что лазерное излучение с нерегулярным волновым фронтом стирает ранее записанные в кристалле шумовые голограммы. Чтобы подтвердить этот факт, был проведен следующий эксперимент. Кристалл ниобата лития подвергался облучению лазерным светом с регулярным волновым фронтом, в результате чего в кристалле возбуждалось ФИРС. Картина рассеяния наблюдалась на экране, а также записывалась на фото- и видеоаппаратуру. Наличие ФИРС указывало на то, что в области, через которую проходил лазерный пучок, записывались шумовые голограммы.

После того, как рассеяние выходило на стационарный уровень, излучение накачки перекрывалось. На его пути устанавливались диффузор, коллиматор и собирающая линза. Затем излучение накачки вновь открывали, и оно вновь проходило через область с записанными голограммами. Спустя некоторое время диффузор, коллиматор и линзу убрали, тем самым вновь возвращая волновому фронту излучения регулярность. Если бы шумовые голограммы в кристалле сохранились, то картина ФИРС восстановилась бы практически мгновенно, поскольку ни облучаемую область, ни угол падения пучка накачки на кристалл не меняли. Однако ФИРС в данном случае развивалось так, словно шумовые голограммы заранее не записывались.

Можно предположить, что излучение с нерегулярным волновым фронтом обладает повышенной чувствительностью к малым колебаниям экспериментальной установки.

1. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин, *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны*, М.: Наука, 255, (2003).

2. В.А. Максименко, В.В. Криштоп, В.В. Суриц, Н.Д. Поваров, *Оптический журнал*, **90**, № 7, 11-16, (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОКРОВНЫМИ ЛАКАМИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫМИ В МАСЛЯНОЙ ЖИВОПИСИ

Струсевиц А. В., Вейко В. П., Сирро С. В.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Государственный Русский Музей, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано взаимодействие лазерного излучения ближнего ИК – диапазона с покровными лаками, используемыми в масляной живописи. Определены наиболее подходящие характеристики лазерного воздействия на образцы, имитирующие слои реального станкового произведения, для их очистки от покровных лаков.

На сегодняшний день предметы станковой живописи представляют особую ценность для музейных фондов и культурной составляющей государства, так как передают через изображения разных эпох быт и культуру людей прошлых лет. Отдельно выделяют такой вид живописи, как иконопись. В Древней Руси иконопись являлась основным видом изобразительного искусства с конца X века и до начала XVIII века, пока не была вытеснена светскими видами живописи, пришедшими из европейских стран. Множество памятников культуры Древней Руси и государства Российского в виде икон сохранилось и по сей день. Совокупность неблагоприятных условий хранения в прошлые века приводила не только к разрушению основы, грунта или красочного слоя, но и загрязнению поверхности икон, в том числе органическими компонентами животного происхождения, свечной копотью и сажой. Кроме того, поверхностный слой олифы, предназначенный для защиты красочного слоя от внешнего воздействия, со временем меняет свои оптические свойства и приобретает темный оттенок, что искажает восприятие оригинальных цветов произведения и требует дополнительных мер очистки. Проблема удаления состарившихся покровных лаков сегодня является одной из нерешенных в сфере музейного и реставрационного дела.

Традиционно состарившийся лак удаляют с помощью различных органических растворителей (спирты, подсолнечное масло, вода, и др.). Однако такой метод является опасным в отдельных случаях, например, когда в слое покровного и пигментного слоя имеются кракелюры, которые способствуют проникновению растворителя в глубинные слои станкового произведения. Это приводит к необратимым разрушениям картины впоследствии. Использование современного оптического оборудования и микроприборов сделало процесс традиционной химической и механической очистки относительно безопасным, но данный современный метод не способен полноценно решить проблемы удаления покровных лаков.

Лазерные методы очистки предметов искусства являются современной альтернативой традиционным методам. Они активно исследуются в странах Европы и Америки. В настоящее время наиболее отработана технология лазерной очистки камня (мрамора, песчаника, известняка, гранита и др.) [1]. Известно также много удачных примеров использования лазера для реставрации предметов из органических материалов (дерева, кости, бумаги, кожи, ткани, пергамента) [2], стекла и керамики [3], а также для произведений живописи (картин, икон и фресок) [4]. Для станковой живописи лазерная очистка является одним из наиболее деликатных методов и требует тщательного изучения теплового, фотохимического и фотомеханического воздействия, вызываемого лазером. Успешные исследования европейских и американских ученых в данной области показывают целесообразность применения лазерной очистки в отдельных случаях, когда традиционные методы не способны привести к желаемому результату. Однако в нашей стране подобные исследования практически не проводятся,

что делает эту область реставрации предметов искусства крайне актуальной и необходимой для развития и совершенствования в нашей стране реставрационного процесса в целом.

Широкое применение в области реставрации в западных странах нашла лазерная очистка эксимерными ArF и KrF лазерами, излучающими в УФ – диапазоне. Но несмотря на успешные результаты очистки [5] исследователи обнаружили, что УФ – излучение пагубно влияет не только на красочный слой, вызывая его обесцвечивание, но и на слой покровного лака [6].

Такие лазеры как Nd:YAG и эрбиевый лазер в настоящее время приобретают свою значимость в области очистки картин [7 – 9]. Они работают в ближнем ИК – диапазоне, что менее пагубно влияет на красочный слой в сравнении с излучением УФ – диапазона, но также имеют ряд недостатков и проблем, которые ограничивают их широкое применение в области лазерной очистки станковой живописи. Например, эрбиевый лазер имеет достаточно высокое значение длительности импульса (порядка 100 мкм), что также может пагубно влиять на процесс очистки в целом.

В данной работе предлагается исследовать процесс лазерной очистки образцов, имитирующих слои реального станкового произведения (рис. 1), при помощи сканирующей системы на базе МиниМаркер2-М20А4, работающей в ближнем ИК – диапазоне.



Рис. 1. Образцы для исследования оптических свойств краски и лака, а также для исследования процесса лазерной очистки

На стеклянную подложку наносятся различные вариации слоев, присутствующих в реальном станковом производстве. Образцы подготовлены так, чтобы позволить исследовать воздействие лазерного излучения на сам пигмент, на покровный лак, на двойной слой «пигмент - покровный лак». Исследуемые покровные лаки: даммарный лак голландского и российского производства и ретушный лак. Подобные лаки часто использовались и используются до сих пор для нанесения защитного слоя на картину или придания краскам более яркого оттенка и блеска.

На рис. 2 представлена лазерная установка МиниМаркер2-М20А4. Сканирующая система позволяет обрабатывать область 10x10 см, при необходимости область сканирования может быть увеличена. В систему может быть встроен модуль с иттербиевым лазером, который работает на длине волны 1064 нм, и модуль, включающий тулиевый лазер с длиной волны 2000 нм.

Таким образом, предлагается использовать альтернативное известным лазерным системам оборудование, которое позволяет решить такую проблему, как высокое значение длительности импульса, так как система МиниМаркер2-М20А4 работает в наносекундном диапазоне (1 – 200 нс). Кроме того, тулиевый лазер работает по принципу эрбиевого лазера (излучение поглощается ОН – группами) и находит применение в биомедицине и обработке органических материалов.

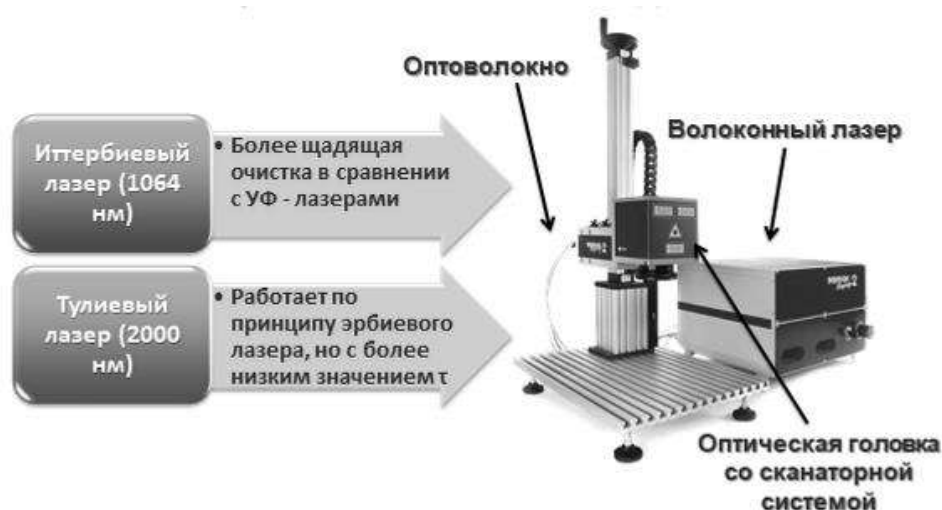


Рис. 2. Лазерная система МиниМаркер2-М20А4

Полученные результаты были исследованы при помощи оптических методов, включающих спектрофотометрию. Практически были исследованы режимы лазерного воздействия на покровные лаки и подобрано наиболее подходящее оборудование для очистки.

1. S. Scheerer, *Journal of Cultural Heritage*, **4**, 223s–229s, (2003).
2. F. Landucci, *Journal of Cultural Heritage*, **4**, 106s–146s, (2003).
3. S. Siano, R. Salimbeni, R. Pini, A. Giusti, M. Matteini, *Journal of Cultural Heritage*, **4**, 140s–146s, (2003).
4. R. Bordalo, P. J. Morais, H. Gouveia, Ch. Young, *Laser Chemistry*, 1 – 9, (2006).
5. Ch. Theodorakopoulos, V. Zafiropulos, *European Journal of Science and Theology*, **1** (1), 63 – 76, (2005).
6. M. Oujja, A. Garcí, C. Romero, J. R. Va'zquez de Aldana, P. Moreno and M. Castillejo, *Phys. Chem. Chem. Phys*, **13**, 4625–4631, (2011).
7. A. DeCruz, J. A. Izatt and D. Nankivil, *Proceedings of the 4th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology (PHOTOPTICS 2016)*, 109-114,(2016).
8. L. Pereira-Pardo, C. Korenberg, *Journal of Cultural Heritage*, **31**, 236–247, (2018).
9. N. Antonopoulou-Athera, E. Chatzitheodoridis, M. Doulgerides, Ch. Evangelatos, A.A. Serafetinides, A. Terlix, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, (2015).

АНАЛИЗ ШЕРОХОВАТОСТИ ОПТИЧЕСКИ ГЛАДКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ МАССИВА ПУЧКОВ С СИНГУЛЯРНОСТЬЮ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Соколенко Б.В., Шостка Н.В., Полетаев Д.А., Халилов С.И.,
Присяжнюк А.В.

Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, г. Симферополь, Россия

В данной работе представляется метод суперпозиции массива пучков Лагерра-Гаусса с сингулярностью волнового фронта применительно к профилометрии, позволяющий в реальном масштабе времени получить картину распределения геометрии профиля поверхности с разрешением до 1,75 нм для гелий-неонового лазера.

Точное определение шероховатости и геометрии рельефа поверхности является важной задачей для изготовления оптических и механических компонентов с высокой степенью качества как в инженерных, метрологических исследованиях, так и в материаловедении [1]. Для этих целей в последние два десятилетия было разработано множество инструментов и принципов измерения. В целом они подразделяются на контактные и бесконтактные [2] способы взаимодействия с исследуемым образцом. Первый принцип использует в качестве детектора щуп и основан только на механическом взаимодействии с объектом.

В отличие от контактных, оптические методы профилометрии и анализа поверхности имеют преимущества, среди которых: бесконтактное взаимодействие с объектом, относительно высокое разрешение, точность и гибкость настройки. Принцип оптической профилометрии основан на интерферометрических измерениях оптического поля, состоящих из амплитудной и фазовой информации, получаемой с исследуемой поверхности. [3]. В недавних исследованиях для получения информации о геометрии поверхности исследуемого объекта применялись оптические вихри – пучки Лагерра-Гаусса с сингулярностью волнового фронта [4]. В работе [5] авторы описывают как теоретические, так и экспериментальные результаты построения системы неинвазивной микроскопии с использованием подвижного оптического вихря, в котором поле зондирующего пучка совмещалось со структурированным сингулярным пучком. Таким образом, распределение фаз после объекта может быть восстановлено с достаточно хорошей точностью, что делает применение оптических вихрей в микроскопии перспективными для разработки алгоритмов анализа микрорельефа и создания новых оптических приборов [6-8].

В настоящей работе рассматривается интерференция сингулярных пучков с длиной волны λ , несущих оптические вихри с топологическим зарядом l . Рассмотрим сначала распространение параксиального пучка Лагерра-Гаусса LG_0^l вдоль оси z . В параксиальном приближении мы можем записать компоненту линейно поляризованного электромагнитного поля в виде $E = \tilde{E}_x(r, \varphi, z) \exp(-ikz)$, где $\tilde{E}_x(r, \varphi, z)$ – медленно изменяющаяся комплексная амплитуда, которая удовлетворяет уравнению параксиальной волны (1):

$$\nabla_{\perp}^2 E_x(r, \varphi, z) + 2ik \frac{\partial E_x(r, \varphi, z)}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

Одной из важных особенностей сингулярных пучков является винтовая дислокация волнового фронта, выраженная в виде фазовой пространственной зависимости пучка в виде: $\Phi(\varphi, z) = kz + l\varphi$, где k – волновое число в вакууме. В случае, когда параксиальный пучок Лагерра-Гаусса с топологическим зарядом l попадает на двумерную дифракционную решетку, формируется угловой спектр дифрагирующих

волн с направлениями распространения, определяемыми углом [9]: $\theta_n = \lambda n/d$, который зависит от порядка дифракции n , длины волны λ и периода решетки d . Здесь мы учтем преобразование радиус-вектора r , который теперь примет зависимость от θ_n за счет коэффициента сдвига a_{nx} и a_{ny} для двумерной решетки с одинаковым d для каждого направления (x, y) : $r = \sqrt{(x - a_{nx})^2 + (y - a_{ny})^2}$ где, в случае регулярной квадратной двумерной дифракционной решетки, $a_{nx} = a_{ny} = nz\theta_n$ – положение оси n^{th} дифрагированного пучка на экране (где принимается во внимание условие $\theta_n \ll 1$, благодаря чему используются только низкие порядки дифракции). Тогда результирующая наблюдаемая картина поля может быть выражена как (2):

$$I_{nx,ny}(r, z) = \left| \sum_{nx=-k}^k \sum_{ny=-m}^m E_x(r, z) \right|^2. \quad (2)$$

Результирующее распределение интенсивности может быть представлено в виде квадрата напряженности электрического поля, полученного из решения парааксиального волнового уравнения (1):

$$I_{nx,ny}(x, y, z) = \left| \sum_{nx=-k}^k \sum_{ny=-m}^m \frac{\omega_0}{w} \left(\frac{\sqrt{(x - a_{nx})^2 + (y - a_{ny})^2}}{w} \right)^{|l|} \times L_m^l \left(m, \frac{(x - a_{nx})^2 + (y - a_{ny})^2}{w^2} \right) \times \exp \left(- \frac{(x - a_{nx})^2 + (y - a_{ny})^2}{w^2} \right) \times \exp \left(- \frac{ik((x - a_{nx})^2 + (y - a_{ny})^2)}{2z(1 + z_R^2/z^2)} \right) \times \exp(-i(l\varphi + ikz)) \right|^2 \times \exp \left(i(2m + l - 1) \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right)^2, \quad (3)$$

где ω_0 – перетяжка пучка в плоскости $z = 0$, $z_R = k\omega_0^2/2$ обозначает длину Рэлея, а текущий радиус луча выражается как $w = \omega_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$, L_m^l – многочлен Лагерра. Топологический заряд вихревого пучка вводится как $l = \pm 1$. Для малых θ_n предположим, что дополнительная фаза, возникшая из-за наклона пучка, в уравнении (3) пренебрежимо мала.

Численный расчет распределения интенсивности для массива вихревых пучков 3×3 с $l = +1$ и характерными осевыми минимумами, полученными с помощью двумерной дифракционной решетки, показан на рис. 1 (а) (другие порядки дифракции были отсечены диафрагмой). На рис. 1 (б) представлена фаза сингулярного пучка, имеющего вид спирали. Фаза сингулярного пучка обладает чувствительностью к изменениям оптического пути, что проявляется в динамике интерференционной картины. Рассмотрим случай, когда сингулярный пучок распространяется через свободное пространство между зеркалами интерферометра Маха-Цендера и интерферирует с гауссовым пучком. В объектном плече мы можем изменить оптический путь на малую величину $\Delta = 0 \div \lambda$ порядка длины волны λ . Для быстрого и вычислительно не интенсивного анализа актуально использование изображения с камеры с минимальными преобразованиями. Для этого предложен способ, основанный на использовании суперпозиции зондирующего пучка, несущего оптический вихрь, с эталонным, но также содержащим сингулярность с противоположным знаком [7, 8].

Делая один полный оборот, картина интенсивности совпадает сама с собой при разности геометрических путей, равной длине волны λ зондирующего излучения. По теоретическим оценкам, измерение фазового вращения позволяет достичь вертикального разрешения вплоть до 1,75 нм для He-Ne лазера в качестве источника с

$\lambda = 632.8$ нм и менее 1 нм для лазера ультрафиолетового диапазона излучения. Результирующая интенсивность и распределение фаз для разных значений геометрической разности хода Δ изображена на рис. 2.

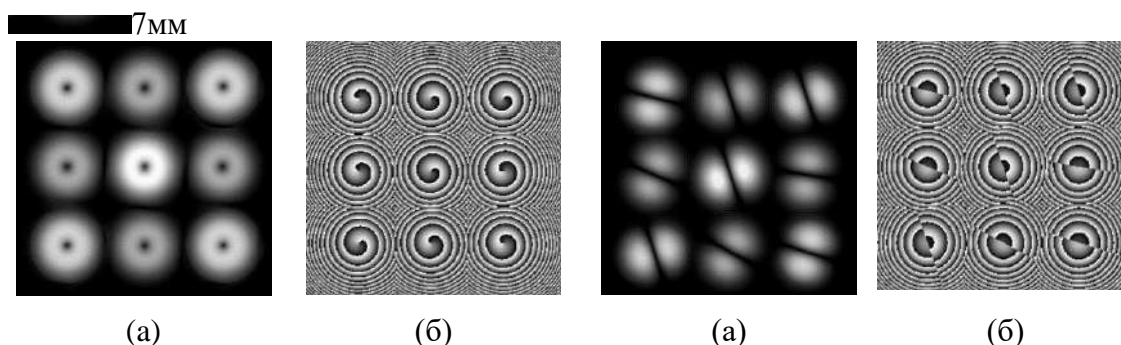


Рис. 1. Распределение интенсивности (а) массива лучей Лагерра-Гаусса и его фаза (б) с топологическим зарядом $l = +1$

Рис. 2. Распределение интенсивности (а) суперпозиции массивов сингулярных пучков с $l = \pm 1$ и фазовый портрет (б)

Резкие максимумы интенсивности картины суперпозиции пучков с характерным минимумом, соответствующим фазовому анфолдингу оптических вихрей, может быть с легкостью зафиксирована камерой и проанализирована цифровой постобработкой. Общий фазовый сдвиг, который наблюдается благодаря повороту на некоторый угол, может быть рассчитан как геометрическая разность путей между наблюдаемым и соседними уровнями отражающей поверхности образца либо с учетом показателя преломления для оптически прозрачных сред. Пятно сфокусированного массива пучков со стороной в 1 мкм на поверхности образца обеспечивает поперечное разрешение до 7 нм при использовании центральной части пучка с фазовой сингулярностью.

Предложенный метод применим к оптически прозрачным и отражающим поверхностям для неразрушающего контроля живых клеток и биологических тканей в режиме реального времени с одновременным измерением девяти точек поля. Автоматическая обработка распределения интенсивности с типичной краевой дислокацией позволяют достичь вертикального разрешения до 1,75 нм для He-Ne лазера.

1. P.J. Caber, *Appl. Opt.*, **32**, 3438-3441, (1993).
2. J. Schmit, J. Reed, E. Novak, J.K. Gimzewski, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **10**, №6, (2008).
3. C. Tian, S. Liu, *Optics Express*, **24**, №16, 18695-18708, (2016).
4. B. Sokolenko, N. Shostka, O. Karakchieva, D. Poletaev, V. Voytitsky, S. Halilov, A. Prisyazhniuk, A. Ilyasova, E. Kolosenko, *Journal of Physics: Conference Series*, **1062**, (2018).
5. A. Popiołek-Masajada, J. Masajada, M. Szatkowski, *Proc. of SPIE*, **10612**, (2018).
6. P. Bouchal, L. Strbkova, Z. Dostal, Z. Bouchal, *Opt. Express*, **25**, №18, 21428-21443, (2017).
7. P. Bouchal, M. Siler, Z. Bouchal, *Opt. Express*, **23**, 15316-15331, (2015).
8. S.R.P. Pavani, R. Piestun, *Opt. Express*, **16**, 3484-3489, (2008).
9. A. Bekshaev, A.S. Bekshaev, K. Mohammed, *Ukrainian Journal of Physical Optics*, **15**, №3, (2014).

РЕКОНФИГУРИРУЕМЫЙ МАССИВ ПРОСТРАНСТВЕННО СТРУКТУРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ

Шостка Н.В., Соколенко Б.В., Каракчиева О.С., Шостка В.И.

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, г. Симферополь, Россия

В данной работе представлен анализ возможности захвата объектов микронного размера массивом трехмерных оптических ловушек, позволяющего не только удерживать, но и производить манипуляции с захваченными частицами.

Захват и манипулирование микрообъектами при помощи оптического пинцета является одним из наиболее перспективных направлений исследований в современной оптике в связи с возможностью широкого практического применения. Трехмерный оптический захват может быть осуществлен с помощью «бутылочного» пучка, уникальным свойством которого является то, что максимум световой интенсивности окружает «пустой» от световой энергии центр. Попав в такой пучок, поглощающая свет частица удерживается в его осевой области и при определенных условиях не может проникнуть сквозь световые стенки. Оптические ловушки нашли применение в биологических и медицинских исследованиях, к примеру, для изучения механизма движения РНК-полимеразы при синтезе новых молекул ДНК [1]; изучено взаимодействие нейтрофилов с патогенами [2]. В [3] инфракрасные оптические пинцеты использовались для захвата и манипулирования эритроцитами для очистки заблокированных микрососудов внутри подкожных капилляров живых мышей и к полной очистке заблокированного микрососуда. Результаты, полученные в ходе данного исследования, значительно расширили применение оптических пинцетов для изучения динамики живых клеток у животных. Отдельно следует выделить использование лазерных пинцетов и фемтосекундных скальпелей-манипуляторов для микрохирургии блестящей оболочки эмбриона [4]. Таким образом, поиск путей формирования оптических структур, осуществляющих стабильный трехмерный захват, находится в центре внимания многих исследовательских групп. Не так давно удалось расширить область применения оптических ловушек на газовые среды. В таких средах ситуация заметно усложняется по сравнению с жидкими, т.к. помимо нескомпенсированной гравитационной силы существенную роль начинают играть силы, связанные с термическим взаимодействием захватываемой частицы с газовой средой.

В нашей работе мы представим анализ возможности захвата объектов микронного размера массивом трехмерных оптических ловушек, позволяющего не только удерживать, но и производить манипуляции с захваченными частицами. Для формирования набора пространственно структурированных пучков предлагается использовать амплитудный экран с регулярно расположенными отверстиями относительно центрального, который позволяет разбить гауссов пучок на пять независимых пучков, таким образом, что их суперпозиция создаст интерференционную картину с регулярным продольным и поперечным распределением максимумов и минимумов в плоскости изображения фокусирующей линзы (рис.1).

Волновая функция комбинации дифрагировавших пучков после амплитудного экрана в выходной плоскости линзы может быть записана как сумма гауссовых пучков:

$$\Psi = \sum_{n=1}^N \frac{1}{Z_n} \exp \left\{ -ik \frac{(x_n^2 + y_n^2)}{2Z_n} \right\} \exp(ikz_n), \quad (1)$$

где N – общее количество пучков после амплитудного экрана, n – номер каждого пучка. В данном случае $N = 4$, $n = 1, 2, 3, 4$.

Координаты n -го пучка будут определяться следующим образом:

$$\begin{cases} x_n = x \cos \phi_n + y \sin \phi_n \\ y_n = y \cos \phi_n \cos \alpha - x \sin \phi_n \cos \alpha - z \sin \alpha, \\ z_n = z \cos \alpha + y \cos \phi_n \sin \alpha - x \sin \phi_n \sin \alpha \end{cases} \quad (2)$$

где $Z_n = z_n + i z_0$, $z_0 = k\rho^2 / 2$, $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - длина волны.

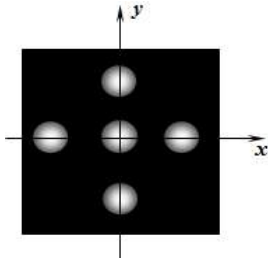
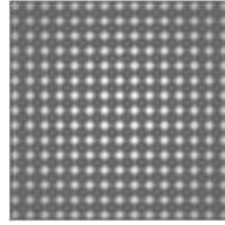
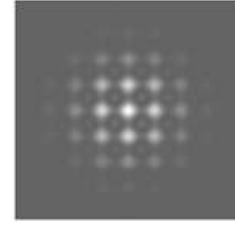


Рис.1. Вид амплитудного экрана



а)



б)

Рис.2. Компьютерное моделирование поперечного распределения интенсивности в плоскости изображения линзы при различных параметрах интерферирующих пучков а) $\omega = 2.7 \text{ мкм}$, $b = 35 \text{ мкм}$, $\alpha = 0.13$; б) $\omega = 2.9 \text{ мкм}$, $b = 160 \text{ мкм}$, $\alpha = 0.15$

Изменяя перетяжку пучка ω , угол наклона α относительно оси распространения массива z , а также расстояния n -го пучка до центрального b становится возможным изменять продольный и поперечный размеры ячеек в массиве, а также их количество (рис.2).

В качестве захватываемых частиц в эксперименте использовались агломераты углеродных частиц, полученные техникой лазерной абляции (рис.3).



Рис.3. Поперечное сечение пучка с захваченными частицами. Для лучшей визуализации частицы были подсвечены красным лазером

Сформированный массив можно использовать не только для стабильного захвата и удержания микрочастиц в воздухе, но и для манипулирования их положениями. В связи с регулярным расположением интерферирующих пучков и периодической структуры интерференционной картины одновременное вращение целого набора захваченных частиц является возможным. Захваченная частица в единичной оптической ловушке следует траектории движения данной ловушки, движение которой управляется изменением положения дифракционного экрана.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Советом министров Республики Крым № 19-42-910010 p_a и частично Программой развития Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского на 2015 - 2024 гг. (в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ21/2018»)

1. E.A. Abbondanzieri, W.J. Greenleaf, J.W. Shaevitz, R. Landick, S.M. Block, *Nature*, **438(7067)**, 460–465, (2005).
2. T. Suzuki, M. Yanai, H. Kubo, A. Kanda, H. Sasaki, J. P. Butler, *Cell Research*, **16**, 887–894, (2006).
3. M.-C. Zhong, X.-B. Wei, J.-H. Zhou, Z.-Q. Wang, Y.-M. Li, *Nature Communications*, **4**, 1768, (2013).
4. I.V. Il'ina, D.S. Sitnikov, A.V. Ovchinnikov, M.B. Agranat, Y.V. Khramova, M.L. Semenova, *Proc. of SPIE*, **8427**, 84270S, (2012).

ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ДЕФЕКТОСКОПИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА В СВАРНОЙ ЗОНЕ

Присяжнюк А.В., Соколенко Б.В., Полетаев Д.А.

Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского, г. Симферополь, Россия

Разработана компактная безлинзовая система цифровой голографической дефектоскопии оптических волокон в области сварного соединения. Продемонстрирована возможность визуализации дефектов показателя преломления и внутренней структуры оболочки и сердцевинны волокна, не различимых при широкопольной оптической микроскопии.

Цифровая голография открыла перспективную возможность моделирования и синтеза распределений интенсивности и фаз электромагнитного поля [1,2], которая служит альтернативой аналоговым методам. Особенности взаимодействия световой волны с амплитудно-фазовыми объектами позволяют получить информацию о характеристиках поверхности, например, шероховатости микрорельефа, а также неоднородностях внутренней структуры [3]. В этом отношении метод цифровой голографии имеет ряд преимуществ по сравнению с широкопольной микроскопией, позволяя визуализировать пространственное распределение показателя преломления, дать качественную и количественную оценку возникшим неоднородностям среды и причине их возникновения [4]. Например, в процессе работы с оптоволоконными сетями возникает необходимость сваривания отдельных участков оптической линии связи, которое, зачастую, происходит в полевых условиях, при этом качество сваривания напрямую влияет на потери и искажения сигнала в волокне. Штатные электронные широкопольные микроскопы аппаратов для сваривания позволяют оценить качество поверхности оболочки волокна в области сваривания, при этом важное значение в процессе передачи сигнала имеет характер контакта сердцевин свариваемых участков с оболочкой, что не наблюдается визуально. В связи с этим, актуальной задачей является разработка экспресс-анализа внутренней структуры оптического волокна после сваривания без применения рефрактометров на основе цифровой голографии.

В работе представлен результат восстановления цифровой голограммы, несущей информацию о преломляющих свойствах исследуемого образца для качественного и более точного анализа свойств оптического волокна при деформации, а также определения формы и визуализации фазовых искажений объектной волны с высоким пространственным разрешением.

Численная реконструкция голограммы, записанной цифровым способом выполняется в соответствии со скалярной теорией дифракции в приближении Френеля для интеграла Рэлея-Зоммерфельда. Восстановленное дифрагированное поле $Q(\xi, \eta)$ в плоскости изображения (ξ, η) на расстоянии d от плоскости голограммы может быть представлено в парааксиальном приближении следующим образом:

$$Q(\xi, \eta) = \frac{1}{i\lambda d} \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}d\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} o_2(x, y) I(x, y) \times \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]\right] dx dy. \quad (1)$$

Из уравнения (1) видно, что результирующее поле определяется двумерным Фурье преобразованием произведения распределения интенсивности в голограмме $I(x, y)$, комплексной амплитуды опорной волны $o_2(x, y)$ и квадратичной фазовой функции пространственного распространения волны (2):

$$w(x, y) = \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right]. \quad (2)$$

Отметим, что интеграл (1) является интегралом свертки первых двух сомножителей и функции (2). Интенсивность $I(x, y, d)$ и фаза $\varphi(x, y; d)$ восстановленного изображения могут быть получены из рассчитанного на расстоянии d комплексного поля $Q(\xi, \eta)$ с помощью следующих соотношений:

$$I(x, y; d) = |Q(x, y)|^2, \quad (3)$$

$$\varphi(x, y; d) = \arctg \left(\frac{\text{Im}(Q(x, y))}{\text{Re}(Q(x, y))} \right) = \arg(Q(x, y)), \quad (4)$$

Значения фазы $\varphi(x, y; d)$, полученные по этой формуле, соответствуют разрывной функции с областью изменения в пределах интервала $[-\pi, \pi]$. Для восстановления непрерывной развернутой картины значений фазы может быть применен один из широко известных алгоритмов развертывания фазы.

Описанный метод был использован для определения дефектов в сварном соединении двух оптических волокон одного типа. Специальные заготовки имели сварное соединение, выполненное в автоматическом режиме и ручном, при этом на одном из образцов было создано сварного соединения смещенных относительно оси участков волокна, как показано на рис. 1 (а, б). Иллюстрация модели оптической системы записи цифровой голограммы приведена на рис. 2.

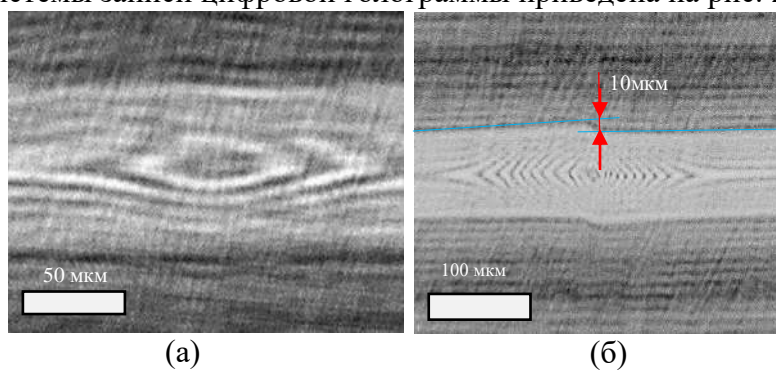


Рис. 1. Восстановленное изображение (а) сварного дефекта двух волокон без смещения и (б) со смещением оси волокон на 10 мкм

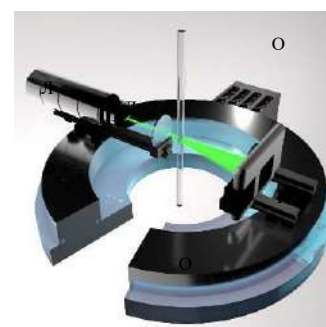


Рис. 2. Модель оптической системы записи голограммы

Модель экспериментальной установки для оценки масштабов неоднородности волоконной линии в области сваривания оптического волокна на рис. 2 состоит из Л – диодного лазера 532 нм, Д – диафрагма 25 мкм, ОВ – исследуемое оптическое волокно, М – моторизованный элемент поворота основания О и К – камера с разрешением 3 мегапикселя.

Зона сварного соединений двух волокон наблюдается на восстановленном изображении из голограммы в виде артефактов в распределении интенсивности поля, где также присутствует видимое смещение в 10 мкм между осями волокон. Масштаб возмущений позволяет оценить величину неоднородности. Преимущество метода цифрового голографического тестирования, предложенного в данном исследовании, заключается в его простоте и гибкости применения. Во время измерений параметры оптической схемы могут быть легко изменены, что позволит сканировать оптическое волокно вокруг оси и наблюдать неоднородность внутренней структуры материала исследуемого образца.

1. T. Latychevskaia, H.-W. Fink, *Optics Express*, **21**, №6, (2013).
2. О.В. Диков, С.А. Савонин, В.И. Качула, О.А. Перепелицина, *Известия Саратовского университета*, **12** №1, 12–17, (2012).
3. B. Sokolenko, N. Shostka, O. Karakchieva, D. Poletaev, V. Voytitsky, S. Halilov, A. Prisyazhniuk, A. Pyasova, E. Kolosenko, *Journal of Physics: Conference Series*, **1062**, (2018).
4. H.H. Wahba, T. Kreis, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **11**, (2009).

ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРНОМ МАТЕРИАЛЕ С УЧЕТОМ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Дудник Д.И., Шарангович С.Н.

Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
г. Томск, Россия

В работе представлено теоретическое исследование процесса формирования многослойных неоднородных голографических структур в фотополимерном материале с учетом фотоиндуцированного изменения поглощения материала. Получены аналитические решения, описывающие пространственные профили амплитуды первой гармоники в каждом слое многослойной структуры. На основе численного моделирования установлены условия формирования близких по виду профилей амплитуды первой гармоники в каждом слое.

В настоящее время пристальное внимание исследователей обращено к голографическому методу создания наноразмерных периодических дифракционных структур, в связи с возможностью их применения в области оптической связи и обработки информации. К данному направлению относится исследование формирования многослойных неоднородных голографических дифракционных структур (МНГДС) на основе в фотополимерных материалов (ФПМ).

В работе [1] МНГДС представлены в виде набора слоев из неоднородных голограмм, каждая из которых имеет амплитудный профиль решётки, подобный ослаблению интенсивности света по экспоненциальному закону. Однако в работе [2] показано, что в процессе формирования ГДС в поглощающих ФПМ происходит существенная трансформация амплитудного профиля. В [3] данный эффект был использован для формирования толстых ГДС с амплитудным профилем близким к однородному.

Целью работы является исследование влияния ФИП на формирование МНГДС на основе ФПМ.

Как показано в работах [2, 3], в следствии ФИП, в каждом слое будут формироваться дифракционные структуры, различающиеся как по амплитуде, так и по виду пространственного профиля. Это связано с тем, что в каждой пространственной точке неоднородной голографической структуры, в различные моменты времени процесс формирования будет протекать по-разному.

В данной работе рассматривается пропускающая геометрия записи МНГДС, представленная как падение двух плоских монохроматических волн E_0 и E_1 под углами θ_0 и θ_1 на образец ФПМ (рис. 1)

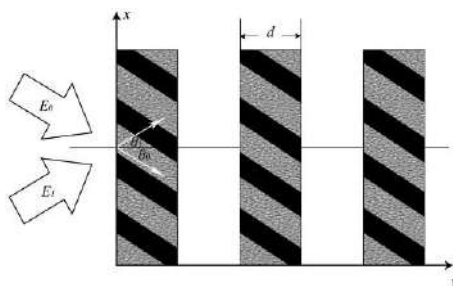


Рис. 1. Геометрия записи МНГДС

Выражение для распределения интенсивности интерференционной картины светового поля в ФПМ с учетом ФИП имеет вид [2]:

$$I(t, \mathbf{r}) = I_0(t, x, y)[1 + m(t, x, y) \cos(\mathbf{K}_1 \mathbf{r})], \quad (1)$$

где $m(t, x, y) = 2\sqrt{I^0(t, x, y)I^1(t, x, y)}(\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_0) / (I^0(t, x, y) + I^1(t, x, y))$ – локальный контраст интерференционной картины; $I_0(t, x, y) = \{I^0(t, x, y) + I^1(t, x, y)\}$; $I^0(t, x, y) = I_0(x) \cdot e^{-\alpha(t, x, y)y/\cos\theta_0}$; $I^1(t, x, y) = I_1(x) \cdot e^{-\alpha(t, x, y)y/\cos\theta_1}$; $I_j(x) = |E_j(x)|^2$, $j = 0, 1$; $\mathbf{K}_1 = \mathbf{k}'_0 - \mathbf{k}'_1$ – вектор решетки; \mathbf{r} – радиус-вектор; \mathbf{k}'_j – волновые векторы записывающих пучков, $j = 0, 1$.

Коэффициент поглощения $\alpha(t, x, y)$ в (1) с учетом ФИП представим в виде [2]:

$$\alpha(t, x, y) = \alpha_2 + \alpha_1 \exp\left[-\left(\frac{I_{0n}(x)}{\cos\theta_0} + m_0 \frac{I_{1n}(x)}{\cos\theta_1}\right)y \frac{t}{T_a}\right], \quad (2)$$

где $I_{jn}(x) = I_j(x) / \max[I_j(x)]$ – нормированные распределения записывающих пучков, $j = 0, 1$; $m_0 = \max[I_1(x)] / \max[I_0(x)]$; α_2 – коэффициент поглощения подложки; $\alpha_1 = \alpha_0 K_0$; $T_a = (\varphi \alpha_0 \max[I_0(x)])^{-1}$; K_0 – начальная концентрация красителя; α_0 – поглощение одной молекулы красителя; φ – квантовый выход красителя.

Процесс формирования каждого отдельного слоя МНГДС в ФПМ с красителем-сенсibilизатором можно описать в общем виде с помощью кинетических уравнений для концентрации мономера M и показателя преломления n , записанных для случая произвольной степени нелинейности процесса фотополимеризации k [4]:

$$\begin{cases} \frac{\partial M}{\partial t} = \text{div}(D(M) \cdot \text{grad}(M)) - h \cdot [I(t, \mathbf{r})]^k \cdot M \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \delta n_p h \cdot [I(t, \mathbf{r})]^k (M / M_n) + \delta n_i \cdot \text{div}(D(M) \cdot \text{grad}(M / M_n)) \end{cases}, \quad (3)$$

с изменяющимися во времени начальными условиями для интенсивностей записывающих пучков для второго и последующих слоев МНГДС. Данные значения интенсивностей равны соответствующим значениям на выходе предыдущего слоя.

Решение кинетических уравнений записи дифракционной решетки ФПМ подробно изложено в [4], в том числе с учетом ФИП в [2].

В данной работе, на основании развития моделей представленных в [2,4], получены аналитические решения системы (3), описывающие кинетики пространственных профилей амплитуды первой гармоники в каждом слое МНГДС (рис. 2).

На рис. 2 приведены, рассчитанные по аналитическим решениям кинетики пространственных профилей первой гармоники с учетом ФИП по глубине решетки для трехслойной неоднородной голографической структуры, при поперечной координате $x=0$ при одинаковых параметрах ФПМ в каждом слое. Представленные профили рассчитаны для следующих параметров: $C_n = \delta n_p / \delta n_p = 0.01$, $s = 1$, $2\theta = 20^\circ$ в воздухе, $b = 0.25$, $d = 85$ мкм, $\delta n_p = 0.004$, $\alpha_2 = 10^{-4}$ Нп/мкм, $\alpha_1 = 0,016$ Нп/мкм. Из рис.2 видно, что в начальные моменты времени изменение амплитуды первой гармоники по глубине решетки в каждом слое подобно распределению ослабления интенсивности света, но с течением времени, при выходе на стационарный режим, вследствие ФИП происходит трансформация амплитудных профилей до формы, существенно отличной от данного распределения. Степень отличия начального и конечного профилей решетки зависит от времени записи и параметра $b = T_p / T_m$ (T_p – время фотополимеризации, T_m – время диффузии мономера) в каждом слое, который, в свою очередь зависит от геометрии записи, суммарной интенсивности записывающих пучков и материальных параметров ФПМ каждого слоя [4].

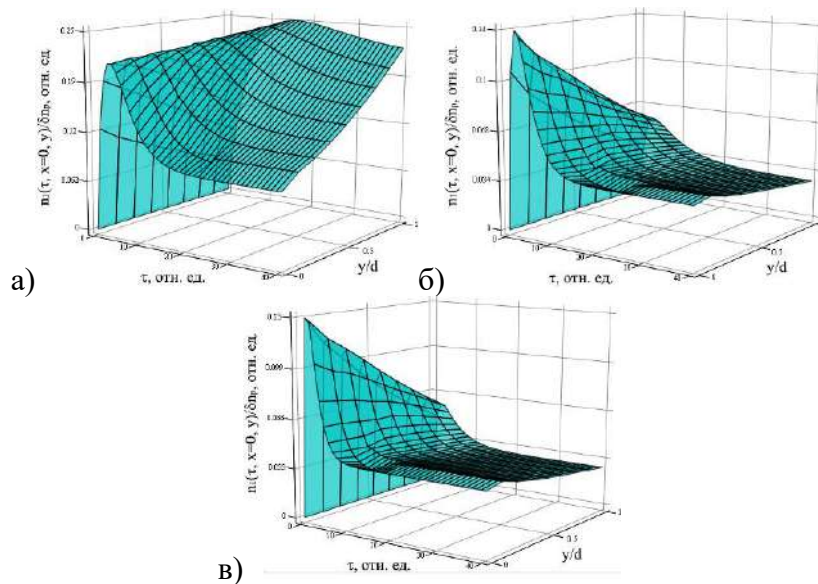


Рис. 2. Кинетики пространственных профилей первой гармоники с учетом ФИП.
а – первый, б – второй, в – третий слой

На рис.3 приведены оптимизированные, путем изменения параметров ФПМ второго и третьего слоев таким образом, чтобы выполнялось условие $b_1=b_2=b_3$. Данное условие может быть выполнено путем вариации параметров ФПМ второго и последующих слоев в параметре времени фотополимеризации [2] $T_{pi} = (2K_b)^k (\alpha_0 \beta \langle K_i \rangle \tau_0 I_{0i})^{-k} / K_g$ ($i=2 \dots N$), N – число слоев).

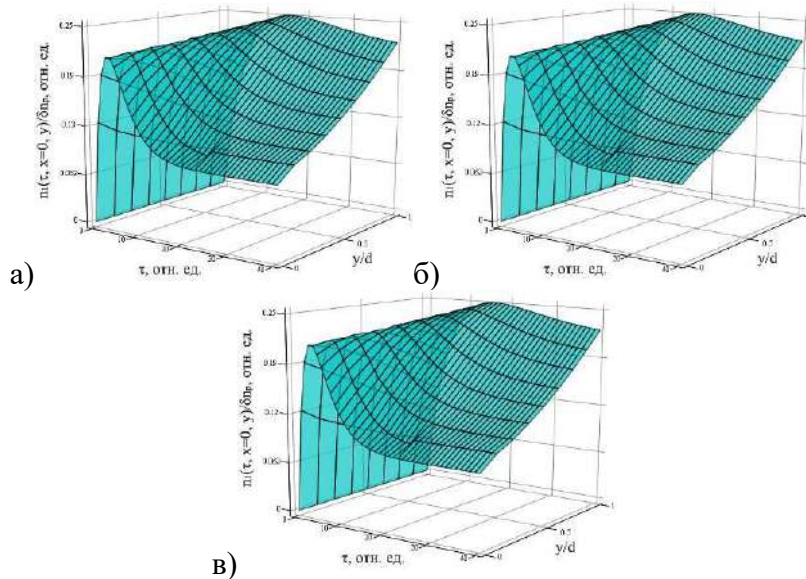


Рис. 3. Оптимизированные кинетики пространственных профилей первой гармоники с учетом ФИП. а – первый, б – второй, в – третий слой

Видно, что степень отличия пространственных профилей в каждом слое друг от друга минимальна в каждый момент времени. Следует отметить, что при времени записи $\tau \approx 8$ пространственные профили имеют минимальное отличие от однородного.

Таким образом, в работе было проведено исследование влияния ФИП на формирование МНГДС на основе ФПМ. Численное моделирование показало, что наличие ФИП приводит к существенному отличию пространственных профилей каждого слоя МНГДС и их трансформации во время записи. Установлено, что путем подбора параметров ФПМ каждого слоя, могут быть получены пространственные профили, в каждом слое неоднородной многослойной структуры, близкие друг к другу.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения проектной части Госзадания №3.1110.2017/4.6.

1. Е.Ф. Пен, М.Ю. Родионов, *Квантовая электроника*, **Т. 40**, № 10, 919–924, (2010).

2 Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **Т.49**, № 10, 81-89, (2006).

3 R. Malallah, H. Li, Y Qi, D. Cassidy, I. Muniraj, N. Al-Attar, J.T. Sheridan, *Journal of the Optical Society of America A*, **V. 36**, N. 3, 320-334, (2019).

4 А.О. Семкин, С.Н. Шарангович, *Известия вузов. Физика*, **Т. 61**, 51-58, (2018.).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ МНОГОПРОХОДНОЙ ЗАПИСИ НА ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ТИТАНА ПРИ СКАНИРОВАНИИ НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Нгуен К.З., Шахно Е.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено теоретическое исследование лазерной записи на тонких плёнках титана в многопроходном режиме, позволяющем осуществлять запись при больших скоростях сканирования. Результаты исследования могут быть использованы для записи с использованием круговой лазерной записывающей системы CLWS-300IAE.

Прямая лазерная термохимическая запись на тонких металлических плёнках, образующих прозрачные оксиды в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра (например, TiO_2 , SnO_2 , ZnO и т.д.) [1-3], даёт возможность создания оптических устройств без последующей операции травления, в отличие от традиционной записи на плёнках хрома [4]. Применение прямой лазерной записи позволяет сократить технологический процесс, время изготовления, количество брака и, соответственно, уменьшить стоимость изготавливаемых оптических устройств. Этим методом возможно изготовление амплитудных и фазовых дифракционных оптических элементов с разрешением выше оптического дифракционного предела оптической системы [5, 6].

В настоящей работе проведено теоретическое исследование лазерной записи на тонких плёнках титана на стеклянной подложке при многопроходном сканировании непрерывным излучением. Необходимость применения многопроходного воздействия обусловлена тем, что существующие лазерные установки, используемые для записи на плёнках хрома (методом поверхностного окисления), например круговая лазерная записывающая система CLWS-300IAE [7, 8], не могут обеспечить достаточно медленного сканирования, необходимого при записи на плёнках титана для глубокого окисления плёнки. Применение многопроходного воздействия позволяет проводить запись при высокой скорости сканирования, меньшей мощности излучения, обеспечивает большую равномерность получаемых элементов по сравнению с однопроходным сканированием, позволяет эффективно управлять шириной образующегося оксидного слоя, в том числе, путём варьирования количества проходов.

Исследования проводились при финансовой поддержке РФФИ-грант 17-19-01721

1. T.M. Wang, S.K. Zheng, W.C. Hao, C. Wang, *Surface and Coatings Technology*, **155**, 141-145, (2002)
2. S. Zhao, et al., *Rare Metals*, **25**, 693-696, (2006)
3. S.K. Panda, C. Jacob, *Solid-State Electronics*, **73**, 44-50, (2012)
4. V.P. Veiko, V.I. Konov, *Springer International Publishing: Cham*, 149-171, (2014)
5. A.A. Gorbunov, H. Eichler, W. Pompe, B. Huey, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2816-2818, (1996)
6. Е.А. Шахно, К.З. Нгуен, *Оптический журнал*, **86**, №4, 69-73, (2019)
7. Р.В. Шиманский, А.Г. Полещук, В.П. Корольков, В.В. Черкашин, *Автометрия*, **53**, №2, 30-38, (2017)
8. В.П. Вейко, В.П. Корольков, А.Г. Полещук, Д.А. Синев, Е.А. Шахно, *Автометрия*, **53**, 66 – 77, (2017)

ДИНАМИКА НАВЕДЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ СЕМЕЙСТВА СИЛЛЕНИТОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Даденков И.Г., Гаврусенок И. В., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Экспериментально установлены два механизма динамики наведенного поглощения в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов, связанных с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней. Показано, что вклад каждого механизма существенно зависит от интенсивности лазерного излучения и позволяет манипулировать скоростью просветления кристалла.

Качественно важным свойством кубических фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) является изменение коэффициента экстинкции и преломления по мере освещения кристалла. Это открывает возможности манипулирования этими параметрами и как следствие появляется возможность управления световыми пучками. Такие свойства определяют использование кристаллов силленитов для оптической записи, хранения и обработки информации, усиления оптических изображений и др. При этом фоторефрактивные кристаллы позволяют работать как с непрерывным, так и с импульсным лазерным излучением [1, 2]. Изменение оптического поглощения связано с перераспределением зарядов в кристаллах под действием света по различным дефектным центрам, которые обладают временами жизни в довольно широком диапазоне: от микросекунд, до минут или даже часов [3, 4].

В настоящей работе приведены результаты исследования процессов наведенного поглощения в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов со сложной структурой дефектных центров в условиях импульсного возбуждения.

Схема энергетических состояний и процессов фотовозбуждения и релаксации электронов в кристалле семейства силленитов при использовании лазерного излучения на длине волны 532 нм представлена на рис. 1 [5].

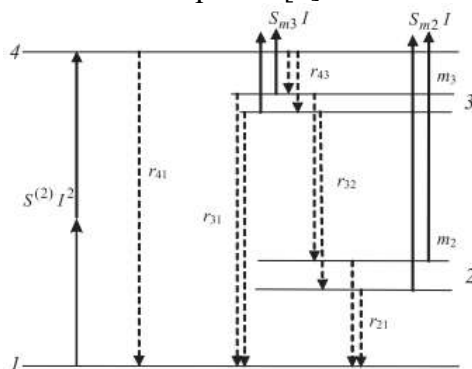


Рис. 1. Схема энергетических уровней и процессы фотовозбуждения, рекомбинации и захвата подвижных электронов в кристалле, где 1 – энергетический уровень, отвечающий валентной зоне, 4 – энергетический уровень, отвечающий зоне проводимости, 2 – долгоживущий уровень, 3 – короткоживущий уровень в запрещенной зоне

Для кристалла силиката висмута ширина запрещенной зоны составляет 3,47 эВ, а энергия кванта света, используемого в эксперименте излучения, 2,33 эВ. Поэтому переход электронов в зону проводимости будет происходить из ловушек, лежащих в запрещенной зоне. Однако, при использовании импульсного лазерного излучения возможны двухквантовые процессы, приводящие к прямым переходам из валентной зоны в зону проводимости [2]. Фоторефрактивный эффект определяется диффузией

электронов в зоне проводимости и последующей рекомбинацией с переходом на короткоживущие или долгоживущие ловушечные уровни, а также в валентную зону.

Исследование динамики изменения коэффициента экстинкции в фоторефрактивных кристаллах силиката и титаната висмута проводилось с использованием излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (вторая гармоника) на длине волны $\lambda = 532$ нм с длительностью импульса 20 нс. Использовалась схема записи пропускающих решеток при интенсивностях лазерного излучения в диапазоне от 1 до 40 МВт/см². Для анализа динамики формирования и релаксации динамической решетки использовалось излучение гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda = 632,8$ нм.

Проведенные экспериментальные исследования позволили определить степень затемнения фоторефрактивного кристалла, динамику изменения коэффициента экстинкции а также времена релаксации электронов с ловушечных уровней в зависимости от интенсивности возбуждающего импульсного излучения для кристаллов силиката и титаната висмута. Типичные осциллограммы прошедшего сигнала представлены на рисунках 2 - 7.

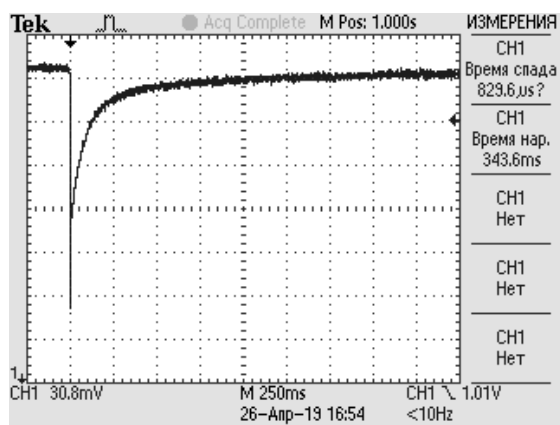


Рис. 2. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла силиката висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 9 МВт/см²

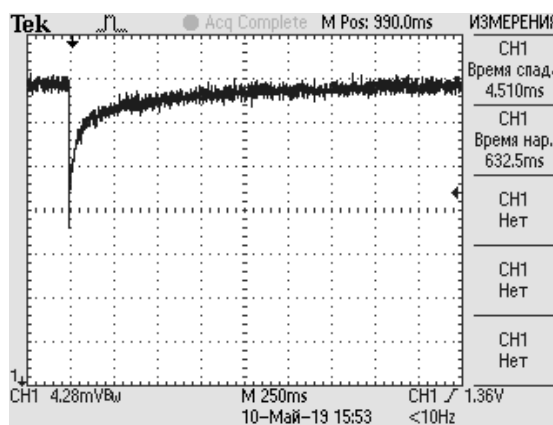


Рис. 3. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла титаната висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 9 МВт/см²

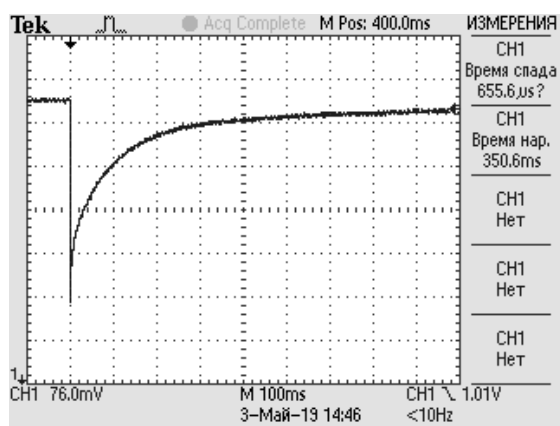


Рис. 4. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла силиката висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 15 МВт/см²

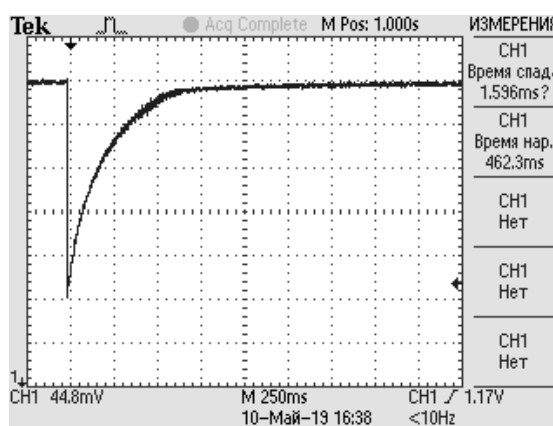


Рис. 5. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла титаната висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 15 МВт/см²

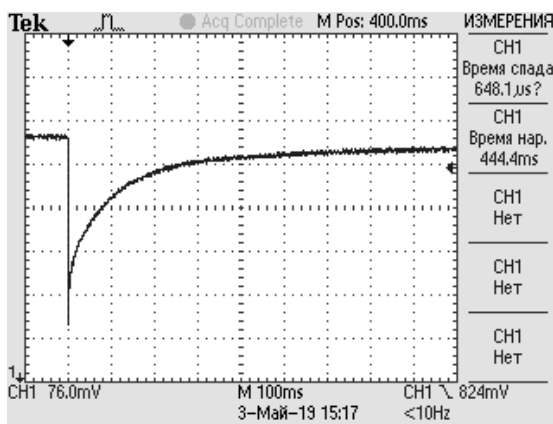


Рис. 6. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла силиката висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 20 МВт/см²

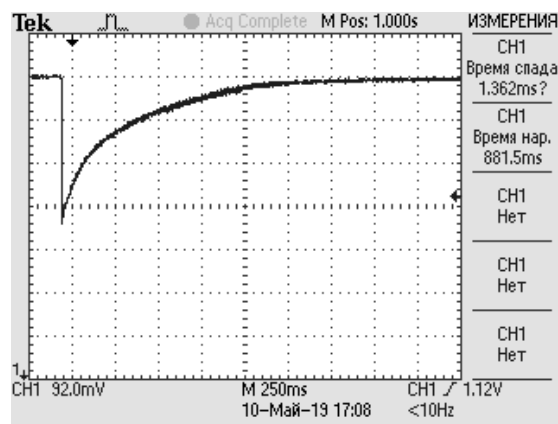


Рис. 7. Осциллограмма зондирующего излучения для кристалла титаната висмута при импульсном возбуждении и интенсивности 20 МВт/см²

Нетрудно заметить, что осциллограммы прошедшего сигнала для титаната и силиката висмута весьма схожи, что дает основание утверждать об одинаковом механизме наведенного поглощения. В результате компьютерной обработки полученных данных была показана возможность описания процесса релаксации при использовании двух подуровней с разными временами жизни. Релаксация с короткоживущего подуровня описывается экспоненциальной функцией и время релаксации составляет сотни микросекунд. Релаксация с долгоживущего подуровня описывается гиперболой с характерным временем несколько миллисекунд. Обнаружена зависимость времени релаксации электронов с ловушечных уровней от интенсивности возбуждающих лазерных импульсов.

Таким образом, в работе была экспериментально исследована динамика наведенного поглощения фоторефрактивных кристаллов силиката и титаната висмута при наносекундном лазерном возбуждении. Были установлены два механизма динамики наведенного поглощения, связанных с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней, вклад которых существенно зависит от интенсивности падающего излучения.

1. J.G. Murillo, *Optics Communications*, **159**, 293–300, (1999).
2. A.V. Stankevich, A.L. Tolstik, H.K. Haider, *Technical Physics Letters*, **37**, 746–749, (2011).
3. A. Matusevich, A. Tolstik, M. Kisteneva, S. Shandarov, V. Matusevich, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Applied Physics B*, **92**, 219–224, 2008.
4. T. Kornienko, M. Kisteneva, S. Shandarov, A. Tolstik, *Physics Procedia*, **86**, 105–112, (2017).
5. А.Л. Толстик, Х.К. Ханон, *Вестник Белорусского государственного университета. Серия 1, Физика. Математика. Информатика*, №2, 3-7, (2012).

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

МЕТОД АСИММЕТРИЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО КОДИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Шифрина А.В., Евтихий Н.Н., Краснов В.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Предложен метод асимметричного кодирования, основанный на двукратном оптическом кодировании с пространственно-некогерентным освещением, проведены численные и оптические эксперименты.

Кодирование информации – быстро и широко развивающаяся область. Одной из альтернатив наиболее популярному цифровому кодированию является оптическое кодирование, которое обладает рядом преимуществ: более высокими быстродействием и криптостойкостью, возможностью кодирования информации в процессе регистрации. На практике чаще применимы методы асимметричного (т.е. не предполагающего предварительный обмен ключами кодирования между отправителем и получателем) кодирования. Такие методы разработаны для кодирования с полностью когерентным освещением: они основаны на разделении амплитудных и фазовых составляющих кодированных изображений. Но для пространственно-некогерентного освещения они не применимы, т.к. фазовая составляющая кодированного изображения не несёт полезной информации и, соответственно, не регистрируется.

Предлагаемый метод асимметричного оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением основан на коммутативности операции свёртки, описывающей процесс кодирования:

$$f(i, j) \otimes h(i, j) = h(i, j) \otimes f(i, j) \quad (1)$$

и может быть представлен следующим образом:

1. Отправитель кодирует исходное изображение I своим ключом k_1 и отправляет закодированное изображение E_1 получателю.
2. Получатель кодирует полученное закодированное изображение E_1 своим ключом k_2 и возвращает двукратно закодированное изображение E_{12} отправителю.
3. Используя свойство коммутативности — формула (1) — отправитель декодирует двукратно закодированное изображение E_{12} с помощью своего ключа k_1 и отправляет закодированное изображение E_2 получателю;
4. Получатель декодирует закодированное изображение E_2 с помощью своего ключа k_2 и получает исходное изображение I .

Обе операции кодирования могут быть реализованы как аппаратно (оптическими методами), так и численно. Следовательно, возможны четыре модификации данной схемы кодирования.

Результаты предварительных экспериментов показали, что наибольший практический интерес представляют две из них:

1. Обе операции реализованы оптически (метод «Двойной оптический»). В данном случае сохраняются преимущества оптического кодирования перед цифровым, однако из-за накопления шумов ниже качество декодированного изображения.

2. Первая операция реализована оптически, вторая — численно (метод «Оптико-цифровой»). Данная модификация сохраняет преимущества оптического кодирования и обеспечивает высокое качество декодированного изображения, но обладает меньшим быстродействием.

В ходе проведённых экспериментов эффективность методов оценивалась по значению нормированного среднеквадратичного отклонения (НСКО) декодированного изображения от исходного. Криптостойкость ключей выражалась параметром НСЭ – нормированной средней энергией.

На рисунке представлены полученные в результате численных экспериментов зависимости НСКО декодированного изображения от НСЭ второго ключа кодирования для различных значений НСЭ первого ключа для методов «Двойной оптический» (а) и «Оптико-цифровой» (б).

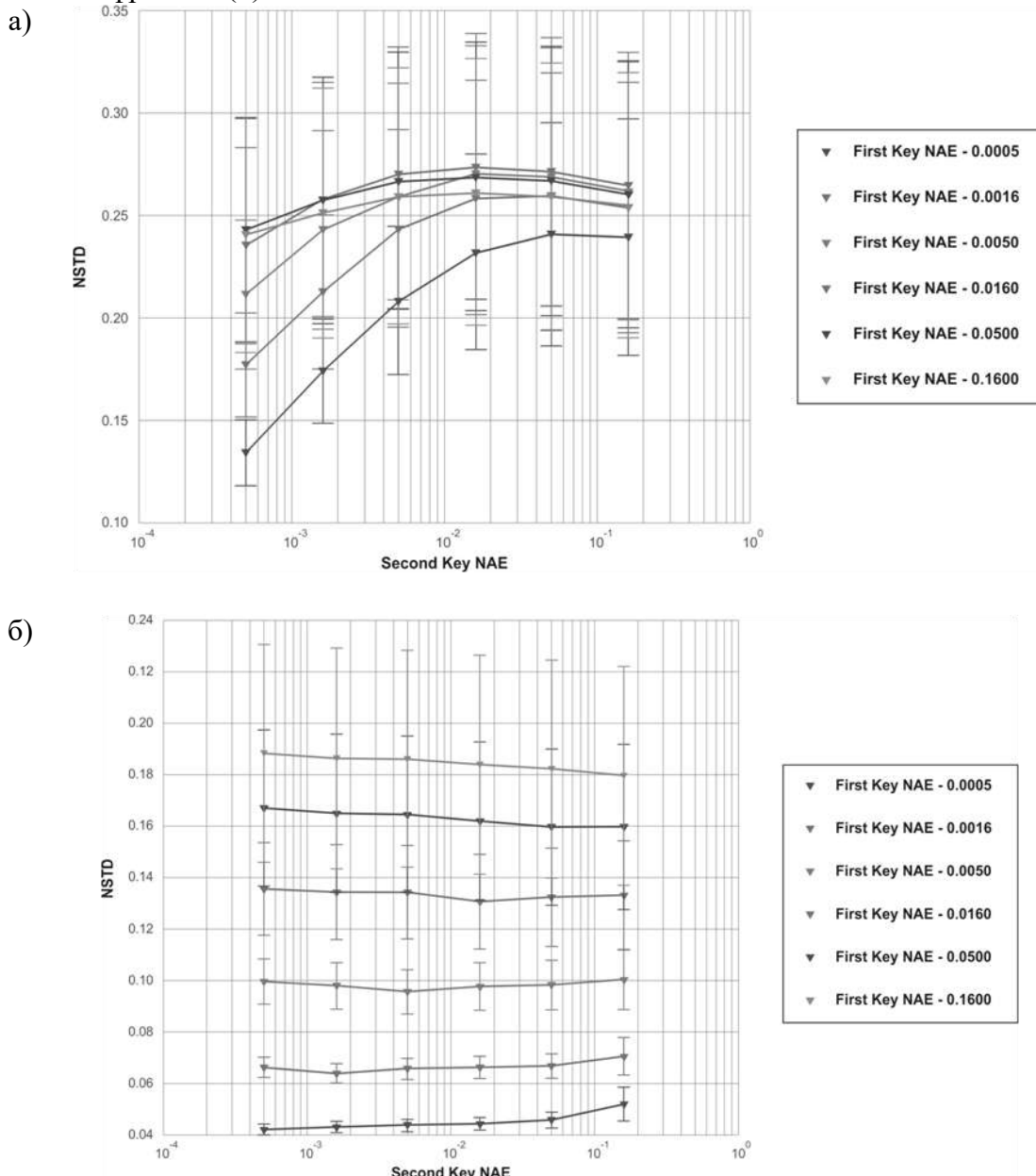


Рисунок. Зависимость НСКО декодированного изображения от значения НСЭ второго ключа кодирования для различных значений НСЭ первого ключа для методов «Двойной оптический» (а) и «Оптико-цифровой» (б)

Результаты численных и оптических экспериментов подтвердили эффективность предложенных методов. Так для метода «Оптико-цифровой» по результатам оптического эксперимента НСКО декодированного изображения отличается не более чем на 5% от НСКО, полученного в результате стандартного оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 19-19-00498.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ COMPRESSIVE SENSING С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОПИКСЕЛЬНОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ И ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Кулаков М.Н*, Черёмхин П.А., Стариков Р.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Проведены эксперименты по моделированию однопиксельных регистраций излучения и восстановлению объектов методами compressive sensing с использованием цифровой голографии и акустооптического модулятора. Получены результаты по оценке качества восстановленных изображений объектов.

Теория «compressed sensing» (CS) начали широко использоваться в последнее десятилетие [1-2] и уже нашли применения в создании камер, томографии, цифровой голографии и т.д. Методы CS позволяют восстанавливать информацию из частично потерянного сигнала или наборов сигналов.

Применение однопиксельных детекторов позволило существенно расширить возможности по экспериментальной реализации методов CS. Используя, например, цифровое микрозеркальное устройство (digital micromirror device, DMD) можно выводить случайный набор значений (положение зеркал), от которых отражалось излучение, идущее от объекта и которое далее регистрировалось фотодиодом. Количество регистраций составляло несколько сотен или тысяч, что существенно меньше количества пикселей цифровых камер. Восстановление изображения объекта осуществлялось с использованием методов оптимизации [3].

Объединение методов CS и техник цифровой голографии [4-6] позволило восстанавливать не только амплитудную часть объекта, но и фазовую [7-8]. Примером подобной системы является свертка интерференционной картины с сигналами, отображенными на DMD (например, см. рис. 1). В данной схеме дополнительно используется акустооптический модулятор, позволяющий регистрировать фотодетектору суммарную яркость нескольких голограмм для одного и того же распределения сигналов, отображенных на DMD, однако отличающихся по фазовому сдвигу [4].

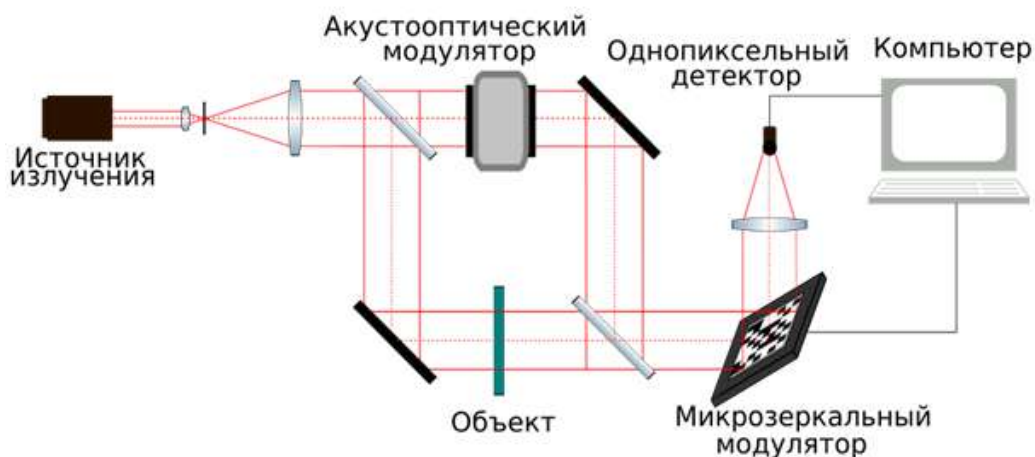


Рис. 1. Схема однопиксельной регистрации сигнала в цифровой голографии

В качестве исходных моделируемых объектов использовались контурные и неконтурные изображения объектов. Пример распределений интенсивности для исходного объекта приведен на рис. 2(а). Результаты восстановления для различного числа регистраций представлены на рис. 2(б-з).

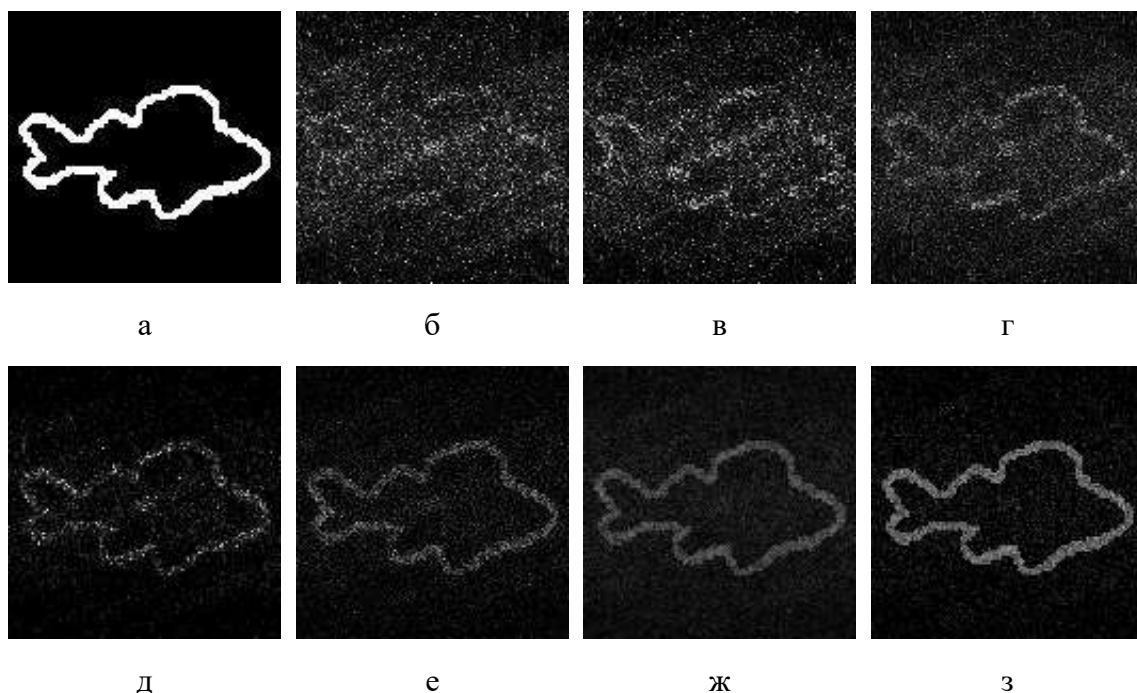


Рис.2. Бинарный объект: исходный (а) и восстановленный из 2500 (б), 3300 (в), 4100 (г), 5000 (д), 6500 (е), 8200 (ж) и 9800 (з) регистраций

Из рис. 2(б) видно, что достаточно использовать число регистраций, равное 15% от количества пикселей исходного изображения, чтобы восстановить различимый с визуальной точки зрения объект. Аналогично может быть восстановлена не только амплитуда (или интенсивность, см. рис. 2), но так же и распределение фазы по объекту. Подобные системы позволяют получить амплитудно-фазовые профили по сечениям объектной сцены как в видимом, так и в ИК-излучении.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант №17-07-00829.

1. D.L. Donoho, *IEEE Transactions Information Theory*, **52**, 1289-1306, (2006).
2. E.J. Candes, *International Congress of Mathematicians*, **3**, 1433-1452, (2006).
3. Z. Zhang, Y. Xu, J. Yang, X. Li, D. Zhang, *IEEE Access*, **3**, 490-530, (2015).
4. J. Li, Y. Li, Y. Wang, K. Li, R. Li, J. Li, Y. Pan. *Journal of the Optical Society of Korea*, **18** (2), 146-150, (2014).
5. T. Leportier, *Journal of Optics*, **19**, (2017).
6. S. A-qian, Z. Ding-fu, Y. Sheng, H. You-jun, Z. Peng, Y. Jian-ming, Z. Xin. *Optics Communications*, **385**, 19-24, (2017).
7. T. Leportier, M. C. Park, *J. Opt.* **19**(6), 065704, (2017).
8. L. Martínez-León, P. Clemente, Y. Mori, V. Climent, J. Lancis, E. Tajahuerce, *Opt. Express*, **25**, 4975, (2017).

АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЯРКОСТИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ ИСТОЧНИКОВ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Егошин Д.А., Алешко Е.И., Лаврухин В.П., д.т.н. Курт В.И.,
Васильев Д.Ю.

АО «НПО ГИПО», г. Казань, Россия

В докладе представлена информация об ультрафиолетовых пеленгаторах, аппаратуре, применяющейся при их настройке и испытаниях, приведены результаты исследований аппаратуры на стабильность.

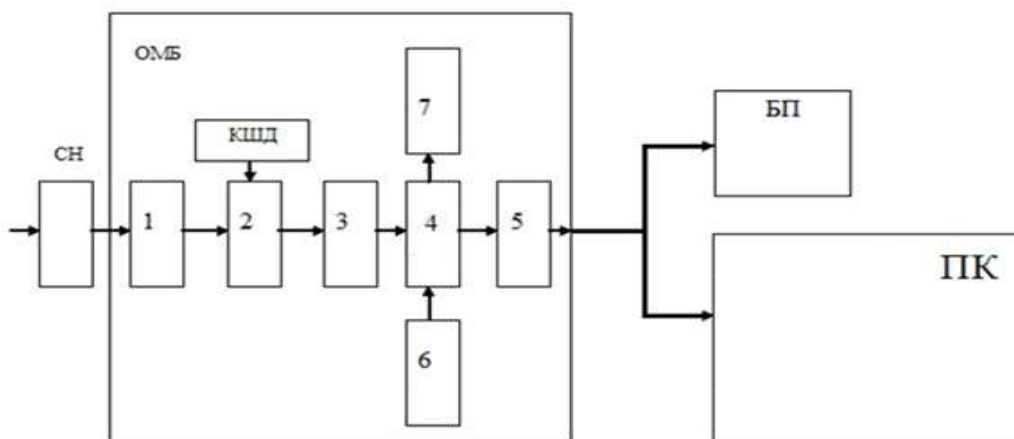
К оптико-электронным приборам (ОЭП), работающим в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне спектра, относятся приборы различного назначения – медицинские приборы для обеззараживания воздуха (в основном источники излучения), радиометры и фотометры, используемые для определения спектроэнергетических характеристик различных объектов. В последние годы появился новый класс ОЭП - УФ-пеленгаторы, предназначенные для использования в авиационных станциях защиты самолетов от атакующих ракет «воздух-воздух» и «земля-воздух».

При настройке и испытаниях УФ-пеленгаторов используются УФ-светодиоды и другие источники, имитирующие цели, спектральные и интегральные характеристики которых должны быть нормированы в заданном спектральном диапазоне. К спектральным характеристикам относятся спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ), спектральная плотность силы излучения (СПСИ), спектральная плотность энергетической освещенности (СПЭО). К интегральным характеристикам – энергетическая освещенность и энергетическая яркость.

Измерения энергетической освещенности и энергетической яркости проводятся специальными откалиброванными приборами, в частности, фотометрами. Для метрологического обеспечения УФ-пеленгаторов фотометр должен измерять уровни освещенности от $1 \cdot 10^{-11}$ до $3 \cdot 10^{-4}$ Вт/м² и энергетические яркости в диапазоне от $5 \cdot 10^{-9}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м²·ср) УФ-светодиодов и других источников.

Рассмотрим фотометр подробнее.

На рисунке приведена блок – схема фотометра.



СН – съемная насадка; ОМБ – оптико-механический блок; КШД – контроллер шагового двигателя; БП – блок питания; ПК – персональный компьютер; 1 – объектив; 2 – узел сменных диафрагм; 3 – узел сменных нейтральных ослабителей; 4 – узел модулятора; 5 – узел фотоэлектронного умножителя (ФЭУ); 6 – блок опорного источника излучения; 7 – узел визирования.

Рисунок. Блок – схема фотометра

Исходя из того, что фотометр должен обеспечивать измерение энергетической яркости, как бесконечно удалённых источников излучения, так и источников,

находящихся на конечном расстоянии, в состав фотометра необходимо ввести съемную насадку, которая присоединяется к объективу и позволяет фотометру фокусироваться на конечное расстояние, равное фокусному расстоянию его объектива.

ОМБ представляет собой жесткую конструкцию, обеспечивающую стабильность оптической оси фотометра. Для измерения широкого динамического диапазона излучения источников в ОМБ необходимо включить узел сменных нейтральных ослабителей и узел сменных диафрагм. Для управления этими узлами и обработки результатов измерения в состав УФ-фотометра необходимо включить ПК.

Для подачи питающих напряжений на электронные устройства и платы, находящиеся в ОМБ, а также, высокого напряжения для питания ФЭУ необходимо использовать блок питания. В блоке питания следует разместить плату двухканального счетчика импульсов и контроллер связи с ПК.

Как известно, ФЭУ имеют определенную временную нестабильность, что является важным фактором, когда речь идет о погрешности измерений и вносит в нее существенный вклад. Для снижения влияния временной нестабильности на погрешность измерения в состав фотометра введен блок опорного источника излучения.

Для исследования фотометра на стабильность в фокальной плоскости съемной насадки был установлен радиoluminesцентный излучатель (РЛИ), который имеет стабильный поток излучения в рабочем спектральном диапазоне фотометра. В течение 4 рабочих дней, после получасового прогрева, каждый час снимался отсчет числа импульсов от РЛИ ($N_{рли}$) и опорного излучателя ($N_{оп}$), при температуре окружающей среды $24 \pm 2^\circ\text{C}$ и времени измерения 10 секунд. После этого рассчитывалось их отношение.

Результаты измерений в один из дней приведены в таблице 1.

Время	$N_{рли}, \times 10^3 \text{им/с}$	$N_{оп}, \times 10^3 \text{им/с}$	$N_{рли} / N_{оп}$
9:00	12,92	14,81	0,872
10:00	12,95	14,85	0,872
11:00	12,92	14,87	0,869
12:00	12,93	14,86	0,870
13:00	12,95	14,91	0,868
14:00	12,93	14,90	0,868
15:00	12,91	14,90	0,866
16:00	12,93	14,94	0,865
ср.ариф. за день	12,93	14,88	0,869

Таблица 1. Результаты измерений в один из дней

Результаты измерений в последующие дни и их среднеквадратическое отклонение (СКО) приведены в таблице 2 в виде среднего значения за каждый день.

День	$N_{ср. рли}, \times 10^3 \text{им/с}$	$N_{ср. оп}, \times 10^3 \text{им/с}$	$N_{ср. рли} / N_{ср. оп}$
1	12,69	14,63	0,867
2	12,93	14,88	0,869
3	13,04	15,01	0,869
4	13,16	15,09	0,871
СКО	0,173	0,174	0,002

Таблица 2. Результаты измерений в последующие дни и их среднеквадратическое отклонение (СКО)

Данные измерения показали стабильность работы фотометра при применении для регистрации сигналов метода счета одноэлектронных импульсов. Отношение сигналов от измеряемого и опорного источников излучения на всем протяжении измерений

стабильно. При таком методе регистрации, сигналы снимаются одновременно с измеряемого источника и с опорного излучателя. При последовательном измерении, сигналы снимаются поочередно. Если увеличивать время измерения, то будет расти и погрешность измерения. А с применением одновременного измерения обоих сигналов, время измерения можно увеличивать до бесконечности без увеличения погрешности. Это позволяет более точно измерять параметры источников излучения, которые применяются при настройке и отладке УФ-пеленгаторов.

В дальнейшем будут проведены следующие исследования фотометра:

- проверка спектрального диапазона работы фотометра;
- проверка спектральной чувствительности фотоприемного устройства фотометра;
- оценка стабильности спектральной чувствительности фотометра;
- проверка динамического диапазона фотометра.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ПОТОКОВ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ДОБЫЧИ ВЫСОКОПАРАФИНИСТОЙ НЕФТИ

Ильюшин Ю.В.

Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

Доклад посвящён анализу информационных потоков, функционирующих в технологических процессах добычи высокопарафинистой нефти. В докладе рассмотрена технологическая цепочка добычи нефти фонтанным способом. Показаны плюсы и минусы такого использования. Проанализированы информационные потоки. Сделаны предложения по совершенствованию технологии добычи и информационного обмена всех элементов технологического процесса.

Фонтанная эксплуатация скважин возможна, когда пластовой энергии хватает для подъема продукции пласта на поверхность земли. В этом случае устье скважины оборудуется специальными устройствами, которые обеспечивают регулирование рабочих показателей (расход, давление) и направление потока пластового флюида в промышленную сеть, а при необходимости - герметизацию скважинного пространства и проведение требуемых технологических операций. Кроме устьевого оборудования современная фонтанирующая скважина имеет достаточно сложное внутрискважинное оборудование.

В процессе добычи, транспорта и хранения вязких нефтей с понижением температуры значительно ухудшаются реологические и гидродинамические характеристики, что приводит к отложению асфальтосмолопарафиновых образований на стенках технологического оборудования, и, как следствие, к нарушениям технологических процессов. Наибольшее влияние на реологические и фильтрационные свойства аномальных нефтей оказывают так называемые структурообразующие компоненты нефти: асфальтены, смолы и парафины. Содержание в нефти структурообразующих компонентов может изменяться в широких пределах в зависимости от возраста пород, глубины залегания пластов и других факторов [1-3]. При снижении температуры из нефти начинает выкристаллизовываться парафин, что влечёт за собой изменение структуры жидкой фазы нефти. При приближении температуры охлаждения к температуре застывания число и размеры кристаллов настолько увеличиваются, что они образуют пространственную структурную решётку по всему объёму нефти, иммобилизируют жидкую фазу нефти. Нефть приобретает свойства псевдопластичных, а затем и пластичных жидкостей.

Было установлено, что предварительный подогрев нефти до температуры 40—50 °С с последующим охлаждением резко ухудшает реологические свойства нефти по сравнению с нетермообработанной исходной нефтью. Но стоит повысить температуру подогрева выше 50° С, как реологические свойства, наоборот, улучшаются: снижаются эффективная вязкость, температура застывания, предел текучести и др. Помимо температуры подогрева большое влияние на результаты термообработки оказывают скорость охлаждения и конечная температура нефти [1 - 5].

Таким образом добыча трудноизвлекаемых нефтей требует переработки технологического процесса и как следствие, изменение всей структуры информационного обмена. Этим исследованиям и посвящен данный доклад.

1. И.М. Першин, «Анализ и синтез систем с распределёнными параметрами» – Пенза, 2004, -212 с.

2. И.М. Першин, А.В. Малков, А.С. Москаленко. Технологически безопасные режимы эксплуатации гидротермальных объектов// Материалы Всероссийской

научной конференции «Вузовская наука Северо-Кавказскому федеральному округу». –
Пятигорск: СКФУ, 2013.

3. Э.Я. Рапопорт, «Анализ и синтез систем автоматического управления с
распределенными параметрами» - Москва, Высшая школа, 205, -292с.

4. А.В. Малков, И.М. Першин., В.В. Цаплева, Технологическая безопасность
эксплуатации гидроминеральных источников. Журнал Известия ЮФУ. Технические
науки- 2012. - №4 - С.25-31.

5. И.М. Першин, А.В. Малков, Синтез распределенных регуляторов для систем
управления гидrolитосферными процессами. – М.: Научный мир, 2007. – 256 с.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ АЛГОРИТМА ЛУКАСА-КАНАДЕ ДЛЯ СОВМЕЩЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ВИДЕОСИГНАЛОВ НА ФОНЕ АДДИТИВНЫХ И МУЛЬТИПЛИКАТИВНЫХ ПОМЕХ

Диязитдинов Р.Р.*

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
г. Самара, Россия

Представлен усовершенствованный алгоритм Лукаса-Канаде для совмещения цифровых видеосигналов на фоне аддитивных и мультипликативных помех, актуальность которого заключается в повышении точности совмещения сигналов в условиях помех при высокой скорости обработки.

Вопросы совмещения цифровых видеосигналов или оценки оптического потока (optical flow) часто встречаются при решении прикладных задач. Примерами таких задач являются оценка смещения или оценка скорости движущегося объекта по изображению [1], расчет межкадровой разности для сжатия видеопотока, уменьшение объема хранимой информации путем сохранения только фрагмента изображения, обнаружение движущихся объектов [2-4], совмещение снимков от стереокамеры [5] и т.д.

Совмещение при помощи корреляционных методов и невязки двух сигналов [1-3] являются легко масштабируемыми на размер сигнала и позволяют легко вводить новые параметры в модель (аддитивные и мультипликативные помехи). Однако алгоритмы данной группы по своей сути являются переборными и предъявляют высокие требования к производительности.

Цель работы является представление алгоритм совмещения цифровых видеосигналов на фоне аддитивных и мультипликативных помех.

На рис. 1 представлены цифровые видеосигналы для оценки скорости движения [1]. Смещение между опорным и анализируемым сигналом возникает из-за не учета влияния аддитивных и мультипликативных помех.

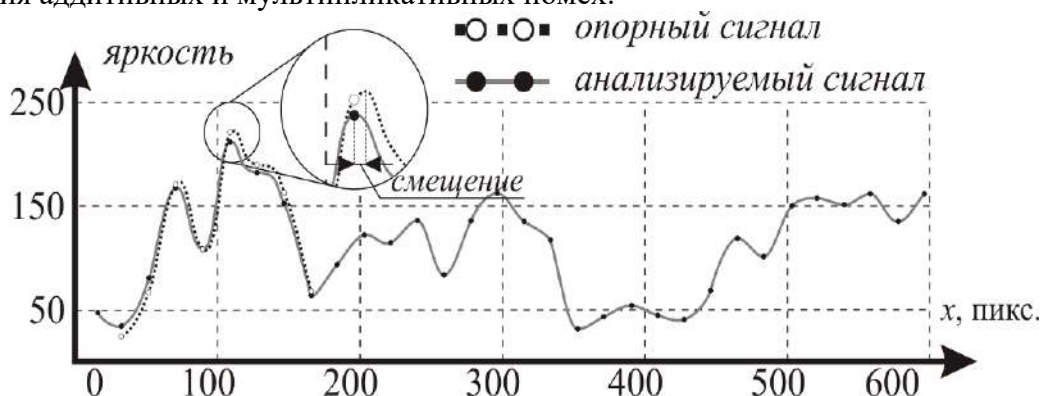


Рис. 1. Цифровые видеосигналы для оценки скорости движения

Для уменьшения погрешности совмещения воспользуемся методом Лукаса-Канаде.

Пусть $f(x_i)$, $g(x_i)$ – одномерные сигналы, x_i – аргумент функции, $i = 1, 2, \dots, N$ – порядковые номера отсчетов. Шаг дискретизации равен $\Delta x = x_{i+1} - x_i$. Необходимо совместить сигналы $f(x_i)$, $g(x_i)$. Тогда математическая модель, описывающая данную задачу, будет иметь вид

$$\{f(x_i) = s(x_i) + k(x_i), \quad g(x_i) = \lambda s(x_i + h) + \gamma + m(x_i), \quad (1)$$

где $k(x_i), m(x_i)$ – реализации шума; h – смещение, которое необходимо оценить; λ – мультипликативная помеха; γ – аддитивная помеха.

Перепишем первое уравнение системы (1) в следующем виде:

$$f(x_i + h) = s(x_i + h) + k(x_i + h). \quad (2)$$

Подставляя его во второе уравнение, получаем

$$g(x_i) = \lambda f(x_i + h) + \gamma + n(x_i), \quad (3)$$

где $n(x_i) = -k(x_i + h) + m(x_i)$ – шум.

В формуле (1) присутствуют три неизвестных параметра: h , λ и γ . Разложим функцию $f(x_i + h)$ в ряд:

$$f(x_i + h) \approx f(x_i) + h \cdot q(x_i), \quad q(x_i) = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_i)}{x_{i+1} - x_i}. \quad (4)$$

Функция под знаком argmin по МНК записывается в виде

$$F = \sum_{i=1}^N [g(x_i) - \lambda f(x_i) + \lambda h \cdot q(x_i) - \gamma]^2 = \sum_{i=1}^N [g(x_i) - \lambda f(x_i) + \mu \cdot q(x_i) - \gamma]^2, \quad \mu = \lambda \cdot h. \quad (5)$$

Решение определяется путем приравнивания производных к нулю:

$$\frac{\partial F}{\partial \lambda} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \mu} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \gamma} = 0. \quad (6)$$

При этом получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) q(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N q^2(x_i) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N q(x_i) = \sum_{i=1}^N g(x_i) q(x_i); \\ \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f^2(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) q(x_i) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) = \sum_{i=1}^N f(x_i) q(x_i); \\ \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N q(x_i) + \gamma \cdot N = \sum_{i=1}^N g(x_i). \end{cases} \quad (7)$$

Система линейных уравнений (7) решается относительно переменных h , μ и γ .

Аналогичным образом рассмотрим задачу совмещения двумерных цифровых видеосигналов. Математическая модель, описывающая двумерный случай, имеет вид

$$\{f(x_i, y_i) = s(x_i, y_i) + k(x_i, y_i), \quad g(x_i, y_i) = \lambda s(x_i + h, y_i + p) + \gamma + m(x_i, y_i), \quad (8)$$

где $k(x_i, y_i), m(x_i, y_i)$ – реализации шума; h, p – смещения, которое необходимо оценить; λ – мультипликативная помеха; γ – аддитивная помеха.

Перепишем первое уравнение системы (8):

$$f(x_i + h, y_i + p) = s(x_i + h, y_i + p) + k(x_i + h, y_i + p). \quad (9)$$

Подставляя его во второе уравнение, получаем

$$g(x_i, y_i) = \lambda f(x_i + h, y_i + p) + \gamma + n(x_i, y_i), \quad n(x_i, y_i) = -k(x_i + h, y_i + p) + m(x_i, y_i). \quad (10)$$

В формуле (10) присутствуют четыре неизвестных параметра: h, p, λ и γ . Разложим функцию $f(x_i + h, y_i + p)$ в ряд

$$f(x_i + h, y_i + p) \approx f(x_i, y_i) + h \cdot q(x_i, y_i) + p \cdot r(x_i, y_i), \quad (11)$$

где $q(x_i, y_i) = \frac{f(x_{i+1}, y_i) - f(x_i, y_i)}{x_{i+1} - x_i}$, $r(x_i, y_i) = \frac{f(x_i, y_{i+1}) - f(x_i, y_i)}{y_{i+1} - y_i}$.

Функция под знаком argmin по МНК записывается в виде

$$F = \sum_{i=1}^N [g(x_i, y_i) - \lambda f(x_i, y_i) - \mu \cdot q(x_i) + \varepsilon \cdot r(x_i) - \gamma]^2, \quad \text{где } \mu = \lambda \cdot h, \quad \varepsilon = \lambda \cdot p. \quad (12)$$

$$\text{Решение определяется из уравнений } \frac{\partial F}{\partial \lambda} = 0, \frac{\partial F}{\partial \mu} = 0, \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} = 0, \frac{\partial F}{\partial \gamma} = 0. \quad (13)$$

В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f^2(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i)q(x_i) + \varepsilon \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i)r(x_i) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) &= \sum_{i=1}^N g(x_i)f(x_i); \\ \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i)q(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N q^2(x_i) + \varepsilon \cdot \sum_{i=1}^N q(x_i)r(x_i) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N q(x_i) &= \sum_{i=1}^N g(x_i)q(x_i); \\ \lambda \cdot \sum_{i=1}^N r(x_i)f(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N r(x_i)q(x_i) + \varepsilon \cdot \sum_{i=1}^N r^2(x_i) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N r(x_i) &= \sum_{i=1}^N r(x_i)g(x_i); \\ \lambda \cdot \sum_{i=1}^N f(x_i) + \mu \cdot \sum_{i=1}^N q(x_i) + \varepsilon \cdot \sum_{i=1}^N r(x_i) + \gamma \cdot N &= \sum_{i=1}^N g(x_i) \end{aligned} \right.$$

(14)

Система линейных уравнений (14) решается относительно переменных h, μ, ε и γ .

Для определения точности совмещения одномерных и двумерных цифровых видеосигналов было проведено численное моделирование. Были выбраны аналитические функции, по которым были рассчитаны цифровые видеосигналы. К ординате каждой точек сигналов добавлялась помеха с гауссовским распределением и заданным среднеквадратичным отклонением (СКО) σ_n . Полученные оценки \hat{h} сравнивались с действительным значением смещения. Результатом сравнения является СКВ. Графики точности измерения параметра \hat{p} представлены на рис. 2 (точность оценки параметра \hat{h} имеет схожий вид).

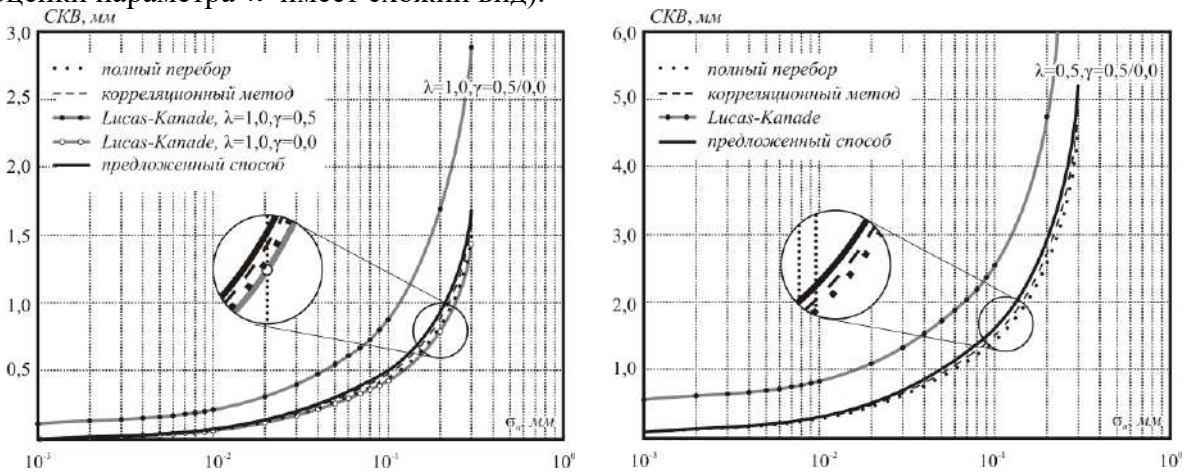


Рис. 2. Графики зависимости СКВ смещения p от уровня шума для двумерных сигналов при $\gamma = 0,5/0,0$ для значений $\lambda = 1,0$ (а) и $\lambda = 0,5$ (б)

1. Н.Н. Васин, В.Ю. Куринский, Компьютерная оптика, **10**, №27, 185-188, (2005).
2. Т.Л. Панкова, А.Л. Резник, Автометрия, **21**, №5, 39-43, (1991).
3. А.В. Губанов, В.М. Ефимов, В.С. Киричук, А.И. Пустовских, Автометрия, **19**, №3, 70-73, (1988).
4. Т. Brox, A. Bruhn, N. Papenberg, J. Weickert, ECCV 2004. Lecture Notes in Computer Science, **11**, №2, 25-36, (2004).
5. B.D. Lucas, T. Kanade, Proc. Seventh International Joint Conference on Artificial Intelligence, **13**, №5, 121-130, (1981).

МИКРОЗЕРКАЛЬНОЕ ПРОЕКЦИОННОЕ УСТРОЙСТВО

Васильев Д.Ю., Егосин Д.А., д.т.н. Курт В.И.

АО «НПО ГИПО», г. Казань, Россия

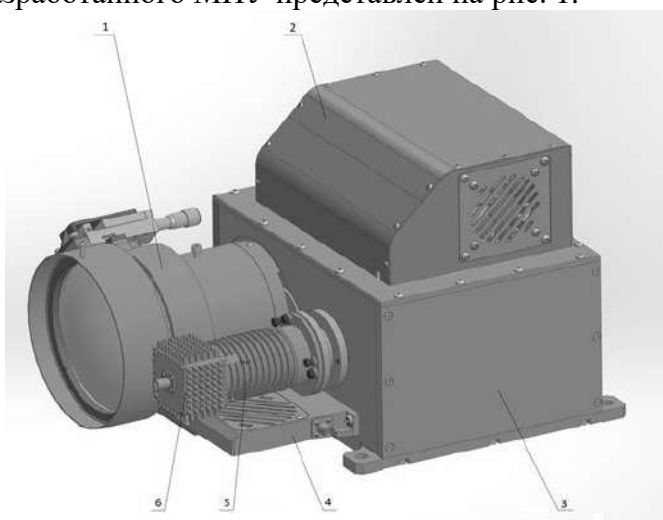
Доклад посвящен вопросам метрологического обеспечения производства, испытаний и эксплуатации тепловизионных приборов. Представлено микрозеркальное проекционное устройство, предназначенное для проверки функционирования тепловизионных приборов в лабораторных условиях.

Развитие тепловизионной техники вызывает необходимость совершенствования аппаратно-методического обеспечения разработки, производства, испытаний и эксплуатации специальных тепловизионных приборов и систем (ТВПС). Уровень современных технологий даёт не только возможность воссоздания климатических условий и внешних воздействий, при которых предстоит функционировать ТВПС, но и позволяет имитировать фоно-целевую обстановку (ФЦО), максимально приближённую к реальной [1]. Применение устройств, имитирующих ФЦО позволяет разработчикам оценивать и оптимизировать характеристики разрабатываемых систем на этапе конструкторской проработки изделий [2].

Анализ состояния метрологического обеспечения производства, испытаний и эксплуатации ТВПС показал, что для развития тепловизионной и тепловизионной техники необходимо создание отечественных устройств имитации ФЦО [3]. Одним из наиболее эффективных способов генерации имитационного ИК изображения является использование микрозеркальных матриц, позволяющих моделировать практически любые варианты ИК сцен [4].

В АО «НПО ГИПО» разработано микрозеркальное проекционное устройство (МПУ), работающее в спектральном диапазоне от 3 до 5 мкм, предназначенное для экспериментальных исследований характеристик ТВПС методами полунатурного моделирования. МПУ является цифровым оптико-электронным устройством, формирующим коллимированный поток инфракрасного излучения в пределах заданного углового поля с заданным распределением энергетических характеристик изображения, пропорциональных поступающим с системы управления видеосигналам с информацией о распределении энергетической яркости объекта.

Общий вид разработанного МПУ представлен на рис. 1.

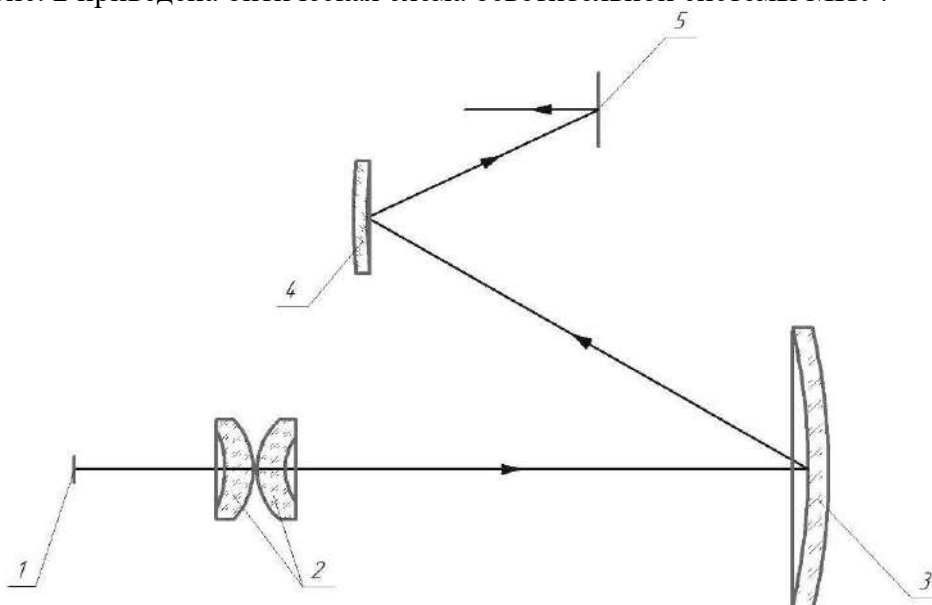


1 – коллимационный объектив; 2 - блок электронный; 3 - блок осветителя; 4 - вентилятор; 5 - конденсор; 6 - источник излучения

Рис. 1. Микрозеркальное проекционное устройство, работающее в спектральном диапазоне от 3 до 5 мкм

Источник излучения, конденсор и осветитель образуют осветительную систему МПУ.

На рис. 2 приведена оптическая схема осветительной системы МПУ.



1 – источник излучения, 2 – конденсор, 3, 4 – зеркало сферическое, 5 – микрозеркальная матрица

Рис. 2. Оптическая схема осветительной системы МПУ

Осветительная система МПУ предназначена для создания равномерной освещенности на микрозеркальной матрице

В приведенной оптической схеме осветительной системы МПУ источником излучения является малогабаритный инфракрасный излучатель. Источник излучения, позиция 1, генерирует поток инфракрасного излучения. Поток излучения, пройдя через двухлинзовый конденсор, позиция 2, переносится в плоскость микрозеркальной матрицы, позиция 5, с помощью сферических зеркал, позиция 3 и 4. Допускается введение в оптический тракт дополнительных элементов, повышающих равномерность засветки микрозеркальной матрицы.

На рис. 3 приведена диаграмма освещенности на микрозеркальной матрице.

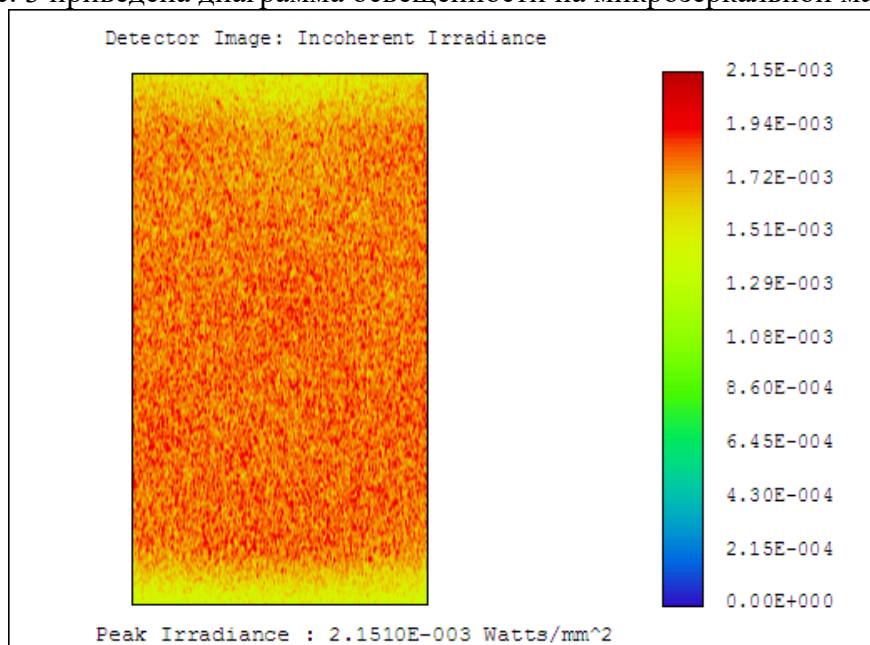


Рис. 3. Диаграмма освещенности на микрозеркальной матрице

Как видно из диаграмм освещённости, осветительная система создаёт равномерное освещение на микрозеркальной матрице, что является одним из основных требований при разработке таких устройств.

В персональный компьютер, подключающийся к МПУ, загружается моделируемая статическая или динамическая сцена (в форматах .jpeg, .bmp, .png, .avi). Загруженная сцена поступает на контроллер, управляющий элементами микрозеркальной матрицы. Контроллер обрабатывает полученные данные и задает элементам различные частоты модуляции. Модулируя излучение от осветительной системы, микрозеркала создают заданное распределение энергии в конкретных точках фокальной плоскости коллимационного объектива. Коллимационный объектив осуществляет перенос изображения микрозеркальной матрицы на входной зрачок исследуемой системы. Коллимационный объектив является апланатом и обеспечивает высокое качество изображения по всему полю зрения.

На рис.4 приведен пример сгенерированной МПУ статической ИК сцены, наблюдаемой с помощью ТВП.



Рис. 4. Пример сгенерированной МПУ сцены

Таким образом, разработанное в АО «НПО ГИПО» МПУ обеспечивает генерацию статических и динамических ИК сцен в спектральном диапазоне от 3 до 5 мкм, позволяя осуществлять в лабораторных условиях исследовательские работы по оценке качества функционирования экспериментальных и опытных образцов специальных ТВПС. Использование МПУ позволит задействовать имеющиеся в АО «НПО ГИПО» базы данных фоно-целевых обстановок, полученных различными радиометрическими приборами в различных географических поясах и погодных условиях на различных высотах.

1. Д.Ю. Васильев, В.И. Курт, Е.И. Алешко, Д.А. Егошин, *Сборник трудов международной конференции Прикладная оптика-2018*, **2**, 169-171, (2018).
2. И.С. Гибин, Г.В. Колесников, *Успехи прикладной физики*, **2**, №3, 293-302, (2014)
3. И.С. Гибин, Г.В. Колесников, Е.С. Нежевенко, *Автометрия*, **47**, №6, 34-38, (2011).
4. И.С. Гибин, В.И. Козик, Е.С. Нежевенко, В.М. Сидоренко, В.В. Хатункин, *Научный вестник НГТУ*, **71**, №2, 75-84, (2018).

**FIBER-OPTIC SENSORS ACCELERATIONS ELABORATED
IN THE STC "NANOTECHNOLOGY FIBER OPTIC SYSTEMS"
PENZA STATE UNIVERSITY**

**Badeeva E.A., Murashkina T.I., Badeev A.V.,
Motin A.V., Slavkin I.E**

Federal State-Funded Educational Institution of Higher Professional Education
«Penza state university», Penza, Russia

The widespread introduction of fiber optic technology in the aerospace and aviation technology requires the development of constructive and technological solutions of fiber-optic accelerometers (FOA) based on application of modern technologies, materials, ensures their high metrological and operational characteristics, low cost, high manufacturability constructions, functionality in the most severe operating conditions, minimum weight and size.

This issue is focused on the developing of young scientists STC "Nanotechnology fiber optic systems" Penza State University. The basis of the new technical solutions FOA is put a fiber optic differential converter micromovings (FODCM) with a cylindrical lens, which serves as an optical modulation element (OME), the inertial mass and focusing element. The choice of the OME cylindrical lens conditioned by its ease of fabrication and fixing in the housing FOA.

The authors developed a mathematical model of the distributing the flux from in the optical system of differential FODCM (Figure 1).

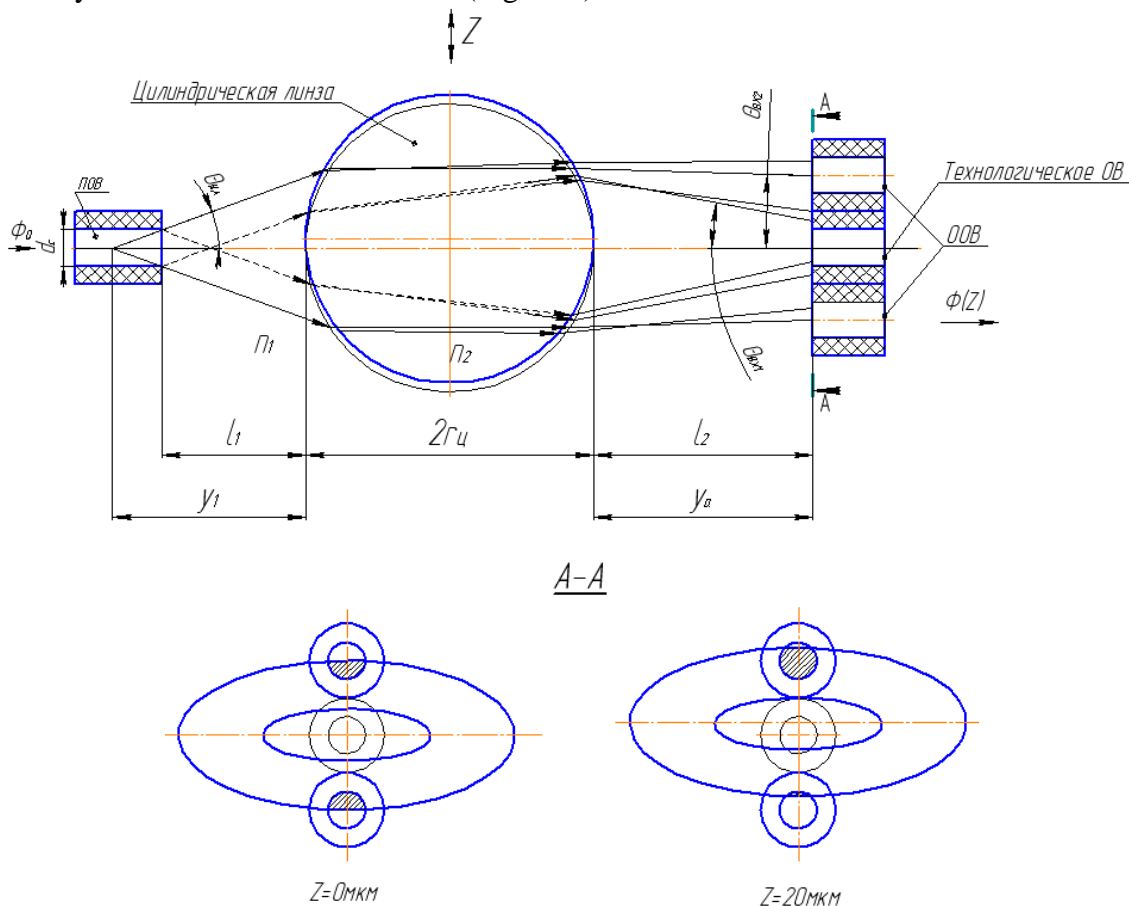


Fig. 1. Settlement and constructive FODCM during modulation of the light flux by a cylindrical lens

Input optical fiber (IOF) of the light flux from the light source is directed into the zone the cylindrical lens. In the body of the lens, he is undergoing spatial redistribution. In

diverting the plane of of the optical fibers (DOF) of the first and second measuring channels of the light spot has the form of a ring formed by two ellipses.

Are derived a conversion function of the optical channels of the first and second measurement channels differential FOA with a cylindrical lens:

$$\Phi(z_i)_{\substack{1\text{канала} \\ 2\text{канала}}} = \Phi_0 \frac{2 \int_0^{x_0} a_B^2 \sqrt{1 - \frac{x_0^2}{b_B^2}} - \left(\sqrt{r_y^2 - x_0^2} \mp p_1 z_i \pm p_2 \right) dz_i}{\pi a_B b_B - \pi a_M b_M}, \quad (1)$$

где

$$a = \operatorname{tg} \Theta_{BX2} \left[\frac{r_y \sin \gamma_2}{\sin \Theta_{BX2}} - \frac{r_y \sin \gamma_1}{\sin \Theta_{BX1}} \right], \quad b = \Theta_{NA} \left[\frac{\cos \Theta_{NA} (2d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z)}{\sin \Theta_{BX1}} - r_y \right]$$

$$\Theta_{BX2} = 2 \left[\arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z)}{r_y} \right) - \arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z) n_C}{r_y n_{II}} \right) \right], \quad \Theta_{BX1} = 2 \left[\arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (2d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z)}{r_y} \right) - \arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (2d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z) n_C}{r_y n_{II}} \right) \right],$$

$$\gamma_1 = \arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (2d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z)}{r_y} \right), \quad \gamma_2 = \arcsin \left(\frac{\cos \Theta_{NA} (d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA} \pm Z)}{r_y} \right)$$

where a_B, a_M - semi-major axis of external and internal of the ellipse respectively; b_B, b_M - semiminor axis of external and internal of the ellipse respectively; $\Theta_{BX1}, \Theta_{BX2}$ - the angle of incidence on the the external and internal boundary of the light flux the entrance to the IOF respectively; γ_1, γ_2 - beam tilt angle to the normal on the outer and inner boundary after the the light flux from the cylindrical lens respectively; Θ_{NA} - aperture angle at the outlet of SOF; d_c - the core diameter of the optical fiber; r_y - the radius of the cylindrical lens; Z - displacement of the cylindrical lenses in Z direction under the effect of the measured acceleration.

The sign "+" in the double of signs refers to the first channel, and the sign "-" to the second channel when moving the the cylindrical lens upward with respect to the equilibrium position. During reverse movement of the cylindrical lens "+" sign will refer to the second channel, and the sign «-» - the first.

Determine the shape of the light spot in the plane of diverters the optical fibers and the function changes the output intensity of the optical modulating element at different distances l_1 from the end face via a supply optical fiber to the surface of a cylindrical lens and l_2 from the surface of a cylindrical lens to the receiving end faces diverters optical fibers, and the radius of the cylindrical lens rts changing steps (Figure 2). Mathematical modeling is carried out in the software environment MatLab.

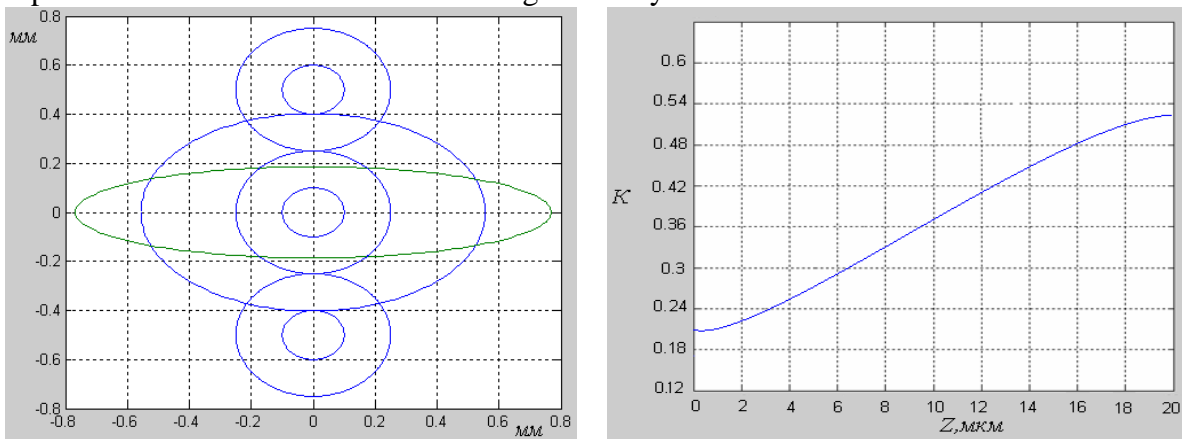
Analysis of simulation results allow to choose the optimal parameters FODCM, basis of the conditions of maximum sensitivity (1...2 mW/um, have analogues – 0,5...0,6 mW/um) and minimal error linearity (not more than 0,07 %, have analogues– 0,1 %).

Distances l_1 and l_2 determined by the expressions:

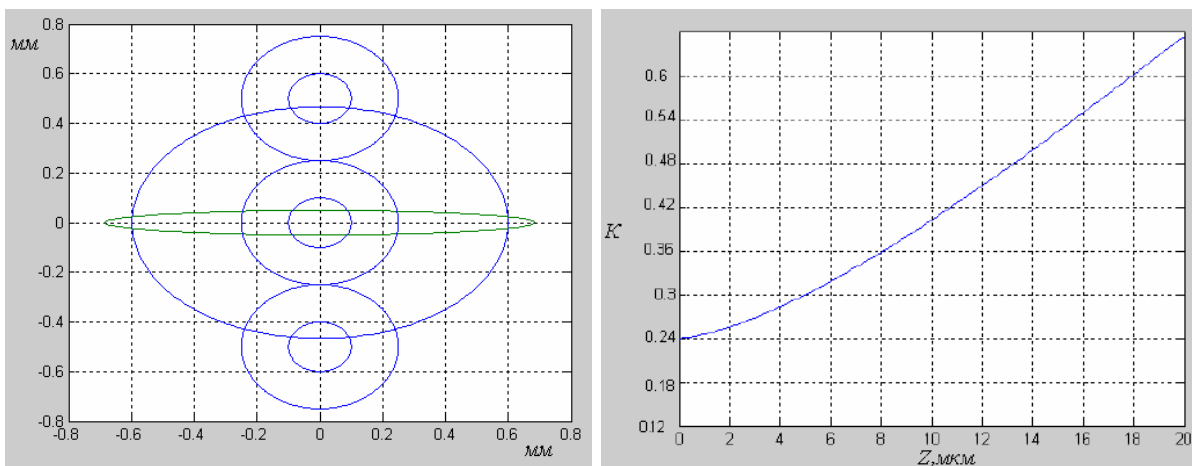
$$\frac{1,5d_c}{\operatorname{tg} \Theta_{NA}} \leq l_1 \leq \frac{r_{II}}{\operatorname{tg} \Theta_{NA}} - \frac{0,5d_c}{\operatorname{tg} \Theta_{NA}} - r_{II}; \quad l_2 = \frac{\cos \Theta_{NA} (2d_c + r_y \operatorname{tg} \Theta_{NA})}{\sin \Theta_{BX1}} - r_{II}. \quad (2)$$

For FO with parameters $d_c=0,2\text{mm}$, $\theta_{NA}=12^\circ$ transmission the maximum possible emission power in the zone conversion of optical signals is achieved at parameters: $r_{II}=1,5\text{ mm}$; $l_1=0,5\text{ mm}$; $l_2=1,5\text{ mm}$ (Figure 2e). If there are other parameters critical loss of the light flux, or uneven distribution of the light power.

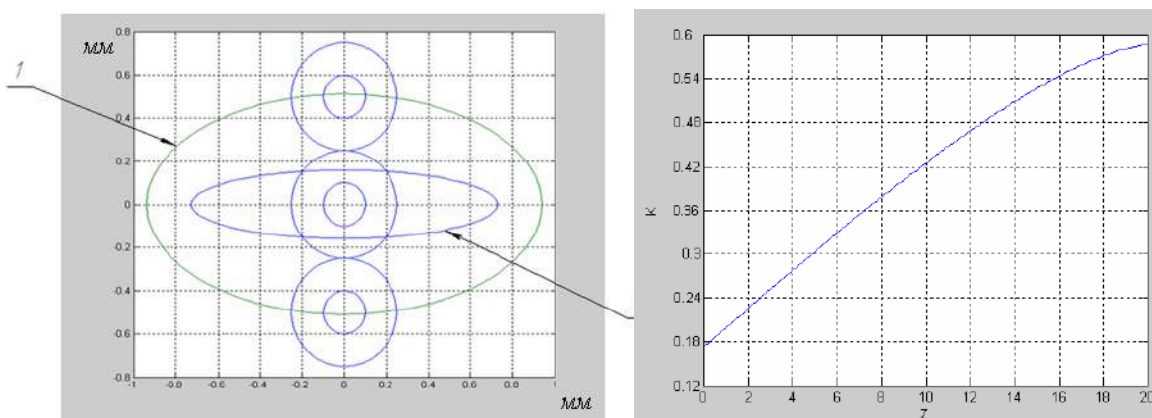
In accordance with the proposed method of linearization, maximum sensitivity and linearity of the transformation can be accessed, if movement the sensing element range will be limited by the value of $0,015 d_c$ to $0,09d_c$. Practically this is achieved by alignment of the optical elements of the transducer during assembly.



a) $r_{\text{ц}} = 1,5 \text{ mm}; l_1 = 0,5 \text{ mm}; l_2 = 1,1 \text{ mm}$



б) $r_{\text{ц}} = 1,5 \text{ mm}; l_1 = 0,5 \text{ mm}; l_2 = 1,3 \text{ mm}$



1 - проекция внешнего конуса; 2 - проекция внутреннего конуса

в) $r_{\text{ц}} = 1,5 \text{ mm}; l_1 = 0,5 \text{ mm}; l_2 = 1,5 \text{ mm}$

Fig. 2. The results of mathematical modeling of optical systems in the environment MatLab

Developed two options differential FOSA on the basis of the proposed constructive solutions FODCM with cylindrical lenses: one-coordinate and the biaxial (figures 3 and 4, respectively).

One-coordinate FOA includes FODCM, consisting of a cylindrical lens 8, fixed on the elastic element 7, a supply the optical fiber 2 and two diverters optical fibers 3 (See

figure 3). The housing consists of a base 4 and lid 9, connected by welding. To adjust lenses are axis z relatively the optical fibers used washers thickness 0,01...0,1 mm (not shown in Figure). In particular, for the operating frequency range 5...128 Hz selected elastic element in the form of steel plate 36HXTIO width 3 mm, the thickness 0,2 mm and working length 16,5 mm. Is possible to change the frequency range of on request.

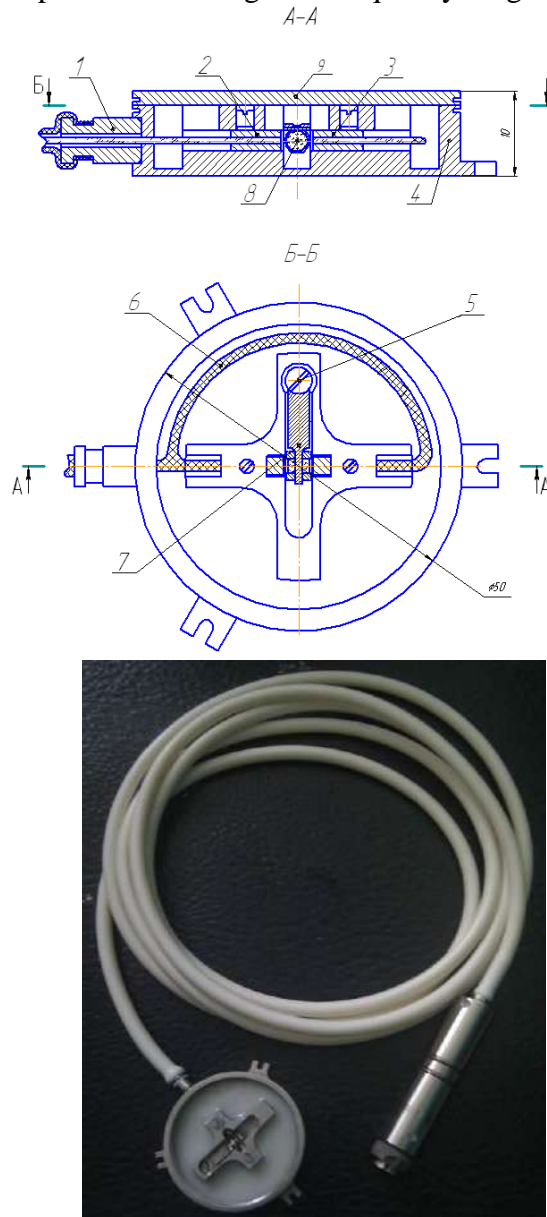


Fig. 3. Structural layout one-coordinate differential FOA with the modulating element in the form of cylindrical lenses

FOA operates as follows. Light flow Φ_0 from the radiation source by IOF is fed into the measurement zone. Under the influence of the acceleration takes place moving the cylindrical lens, fixed on the elastic element, in the sensor housing, in the axial direction Z . Move the lenses causes a change in of light flux intensity. The luminous flux $\Phi_1(z)$ and $\Phi_2(z)$, passed through a lens, by DOF first and second measurement channels, respectively, come on photodetectors P1 and P2 first and second measurement channels, respectively. Photodetectors P1 and P2 convert the optical signals $\Phi'_1(z)$ and $\Phi'_2(z)$ a electrical $I_1(z)$ and $I_2(z)$ respectively.

When processing of the signal with differential FOA expedient to form attitude of the difference signals at the output channels to their sum: $\frac{I_1(a) - I_2(a)}{I_1(a) + I_2(a)}$. In this case the reduced

impact on the measurement accuracy uninformative bending fiber-optic cable, changes of the radiation power light-emitting diode and sensitivity of the photodiode, since these factors cause proportional changes of signals in the channels, which do not result a change of attitude signals.

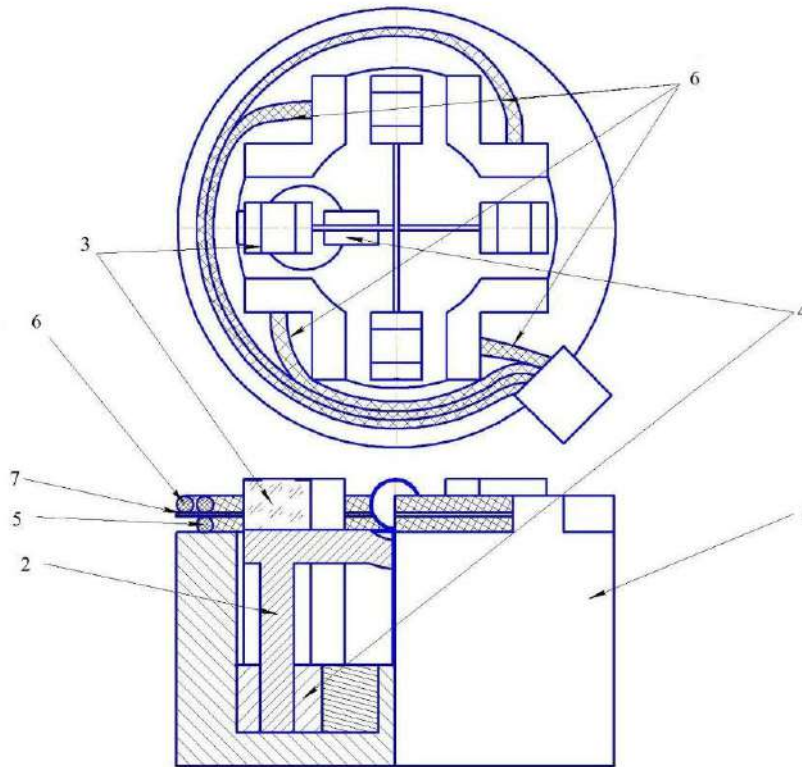


Fig. 4. Structural layout biaxial differential FOA with the modulating element in the form of a cylindrical lens

Biaxial FOA includes housing 1, two elastic elements 2 in the form of by a leaf spring Π -shape, on the upper ends of which there there are four cylindrical lenses 3, the lower ends are fixed in adjusting unit 4, four feed 5 and four diverters 6 optical fibers (Figure 4). Node adjustment is a cylinder, which is inserted into the housing bore. Adjustment is carried out by means of washers, the thickness 0,01...0,1 mm pitch 0,01 mm. To prevent accidental movement adjustment unit in the housing and there are grooves on the cylinder, into which the inserted cotter. After adjustment cylinder is rigidly secured to the casing of pulse welding.

The optical fibers are arranged in a circle in the housing so as to avoid undue bending. Moreover input optical fibers are located under the diverting fibers and spaced apart by gasket 7. The main axis of the input optical fibers identical with the main optical axis of the lens. Since in this differential circuit implemented by the accelerometer, the gasket between the IOF and DOF is selected so that in the static state of the image formed on the output from the cylindrical lens, half overlaps the SBC.

Biaxial FOA operates as follows. Under the influence of acceleration, are moved cylindrical lenses mounted on resilient elements in the sensor housing in the directions of axis X and axis Y. Move the lenses causes a change in light intensity. Luminous flux $\Phi_1(x)$, $\Phi_2(x)$, $\Phi_3(y)$ and $\Phi_4(y)$, passing through the lenses for DOF first, second, third and fourth measurement channels arrive at the photodetectors P1, P2, P3, P4 first, second, third and fourth measurement channels, respectively. Photodetectors P1, P2, P3, P4 convert the optical signals $\Phi'_1(x)$, $\Phi'_2(x)$, $\Phi'_3(y)$, $\Phi'_4(y)$ a electrical $I_1(x)$, $I_2(x)$, $I_3(y)$ and $I_4(y)$ respectively. When

processing of the signal with differential FOA expedient to form attitude of the difference signals at the output channels to their sum:

$$I(x) = \frac{I_1(x) - I_2(x)}{I_1(x) + I_2(x)}, \quad (3)$$

$$I(y) = \frac{I_3(y) - I_4(y)}{I_3(y) + I_4(y)}. \quad (4)$$

ВОЗМОЖНОСТЬ НЕПОСРЕДСТВЕННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПРОИЗВОДНЫХ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА МЕТОДАМИ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Боритко С.В.*, Карандин А.В.*, Боритко Я.С.**

*ФГБУН Научно-технологический центр

уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

**ФГБУН ГНЦ РФ - Институт медико-биологических
проблем РАН, Москва, Россия

На примере разработанного в НТЦ Уникального приборостроения РАН спектрометра на основе акустooптической (АО) ячейки со скачкообразной фазовой манипуляцией показана возможность создания нового класса приборов – дифференциальных АО спектрометров с произвольной адресацией, работающих в реальном масштабе времени.

Основной задачей спектрометрии является точное определение положения спектральных составляющих сложных спектров. Часто встречаемая ситуация состоит в том, что в спектре на фоне мощного широкого пика расположен более узкий и менее мощный пик. В этом случае, как показано на рис.1, измерение спектрального положения меньшего максимума происходит с существенной ошибкой. Выходом из данной ситуации является дифференцирование спектральной информации. Этот способ широко используется в молекулярной спектроскопии и аналитической химии при исследовании мутных жидкостей и сложных растворов [1,2]. Процедура заключается в измерении частотной зависимости спектральной плотности образца, затем сглаживание (удаление шумовой составляющей) и последующее дифференцирование результата. Однако, на современном этапе возникает все больше задач, которые требуют получения результата в процессе исследования, чтобы иметь возможность влиять на его ход. Математика этого не позволяет, для сглаживания надо иметь всю характеристику.

Предлагаемый нами путь основан на использовании не вычислительных методов, а методов связанных с непосредственным измерением производных спектра. В этом случае отпадает вопрос о возможном искажении (или потере) спектральной информации при предварительном «сглаживании» перед процедурой дифференцирования, однако требует разработки специальных устройств. В работах [3,4] теоретически была показана возможность непосредственной регистрации спектра оптического излучения и его производных в процессе проведения измерений. В основе этой возможности лежит акустooптическая (АО) дифракция на фазовой решетке, созданной акустической волной с резким периодическим переключением фазы.

Ниже приведены результаты исследований разработанного в НТЦ Уникального приборостроения РАН макета дифференциального акустooптического спектрометра. В основе его работы, разработанная В.И. Пустовойтом и В.Э. Пожаром [3, 4] теория работы акустooптического (АО) фильтра при периодическом резком переключении фазы управляющего сигнала, подаваемого на преобразователь для возбуждения акустической волны. Дифракцию на модулированной подобным образом акустической волне можно рассматривать как последовательную дифракцию на отдельных однородных участках фазовой решетки, создаваемой акустической волной.

Макет создан на базе коллинеарной АО ячейки, состоит из АО спектрометра с резкой фазовой манипуляцией и компьютера, который с помощью специализированной программы, обеспечивает управление параметрами и режимом работы спектрометра, контроль его состояния, а так же графическое отображение, обработку и сохранение данных. В качестве тестового эксперимента была произведена регистрация излучения неоновой лампы, имеющей линейчатый спектр.

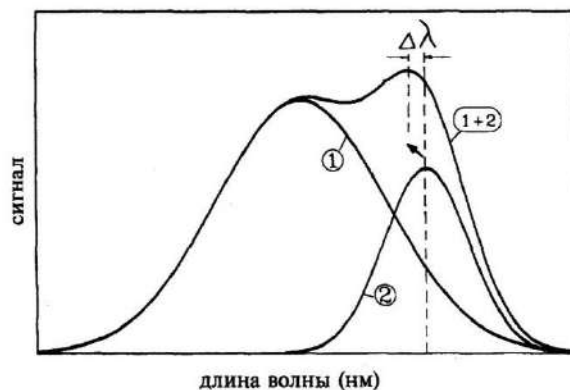


Рис.1. Один пик на фоне другого

На рис.2 показан участок зарегистрированного спектра, а так же его первой и второй производной. Из графика видно, что созданный макет дифференциального АО спектрометра довольно эффективно регистрирует как спектр оптического сигнала, так и его производные.

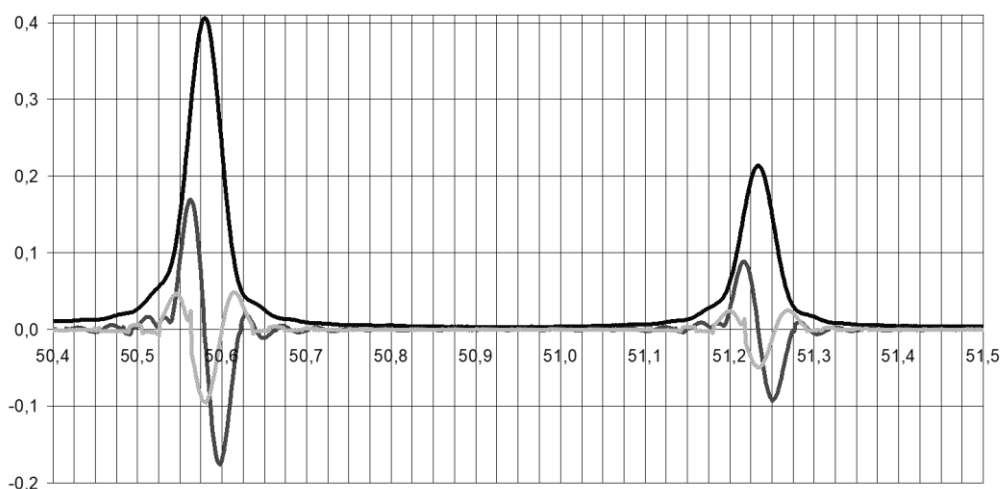


Рис.2. Часть спектра неоновой лампы, зарегистрированная дифференциальным АО спектрометром

В работе более детально была исследована работа макета спектрометра в качестве дифференциального и было показано, что как и следует из теоретического рассмотрения, выходной сигнал на первой производной АО зависит от величины фазового сдвига (максимален при $\varphi = \pi/2$) и периода модуляции (максимален, если суммарная длина акустической волны с одной фазой равна суммарной длине волны с другой фазой).

Особый интерес вызывает вопрос: насколько "физическая" производная, т.е. производная зафиксированная дифференциальным АО спектрометром, совпадает с "математической", рассчитанной из частотной зависимости спектральной плотности? Были выбраны два пика излучения неоновой лампы, зарегистрированы их спектры и производные макетом дифференциального АО спектрометра. Спектры излучения были сглажены математически, а затем продифференцированы и отнормированы, также были отнормированы их зарегистрированные производные. Результаты "физического" и математического дифференцирования приведены на рис.3.

Видно, что графики не совпадают. По нашему мнению, различия, а именно, заужение "физической" производной по сравнению с "математической" и появление дополнительных экстремумов, связаны с видом аппаратной функцией АО монохроматора, которая отличается от прямоугольной и имеет вид "sinc". Следует

отметить, что на вершинах спектральных пиков, т.е. в районах пересечения производных с нулевой линией графики совпадают, что позволяет использовать АО дифференцирование для выявления тонкой структуры оптических спектров.

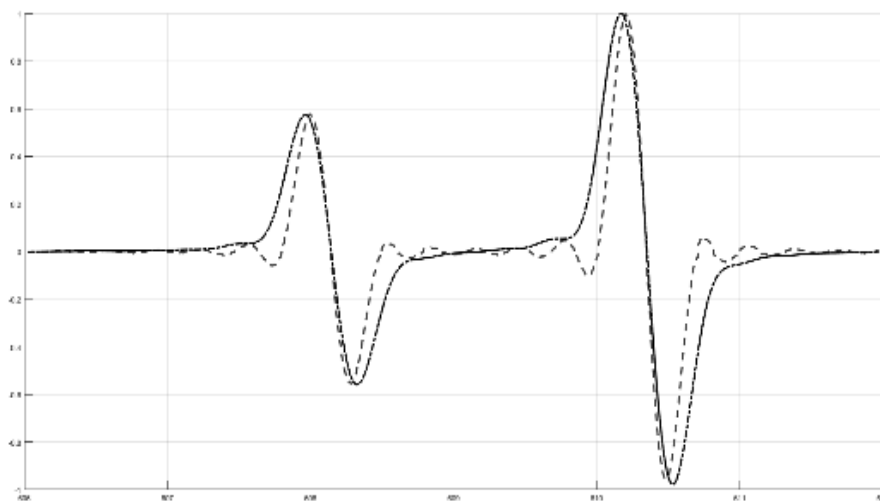


Рис.3. Результаты "физического" и "математического" дифференцирования части зарегистрированного спектра неоновой лампы

В качестве заключения можно сказать, что в связи с развитием цифровой высокочастотной техники расширяются возможности синтеза электрических сигналов сложной формы и, следовательно, возможности возбуждения акустических волн "неординарной" структуры, что открывает перспективы создания новых акустооптических устройств с расширенными характеристиками и новыми, подчас неожиданными свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-07-00089 А.

1. В. Сааков, В. Драпкин, А. Кривченко, А. Сердюк, Е. Розенгарт, Ю. Богачев, М. Князев, *Производная спектрофотометрия и спектроскопия ЭПР при решении эколого-биологических проблем*. Изд.: Технолит, (2010).

2. Т.Н. Цокова, Л.И. Котлова, А.В. Осипова. *Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований*, **5**, № 11, 694-698, (2015).

3. В.И. Пустовойт, В.Э. Пожар. *Радиотехника и электроника*, **43**, в.1, 121-127, (1998).

4. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт. *Успехи современной радиоэлектроники*, **9**, 47-61, (2006).

ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ РАЗЛИЧНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В ЛИНЕЙНОЙ И ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Галинский М.К., Румянцев В.В.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, г. Донецк, Украина

В данной работе рассматривается возможность формирования лазерных пучков с задаваемой групповой скоростью путем управления их параметрами (обратная задача), а также решение прямой задачи – вычисление групповой скорости лазерных пучков, исходя из их параметров. Получены уравнения, позволяющие решать обе эти задачи.

В нынешнее время в науке проявляется интерес к формированию лазерных пучков с различной групповой скоростью [1-3]. Причиной тому, в частности, является их потенциальное применение в информационных технологиях [3,4].

Уменьшить групповую скорость пучка можно не только его пропусканием через более оптически плотную среду. В недавних работах университетов Глазго и Дилимана показано, что в линейной, однородной и изотропной среде групповая скорость пучка может не равняться скорости распространения плоской волны в этой среде [1,2]. Однако данные работы выполнены для частных случаев в рамках парааксиального приближения.

Целью представляемой работы является получение уравнений, позволяющих вычислять параметры лазерных пучков с любой заранее заданной групповой скоростью. Никаких приближений, кроме линейности и изотропности среды в работе не применяется.

Как известно, для описания электрического поля монохроматической световой волны применимо уравнение Гельмгольца: $\Delta \vec{E} + (n\omega/c)^2 \vec{E} = 0$, из которого путем серии преобразований в данной работе получена система уравнений (1), связывающая распределения амплитуд, фаз и групповой скорости в пространстве. В нашей модели предполагалось, что при разделении амплитудной и фазовой составляющих выражение для амплитуды $(\vec{A} \cdot \Delta \vec{A}) / A^2$ не зависит от волнового вектора.

$$\begin{cases} \Delta \vec{A} + \left(\frac{n\omega}{c}\right)^2 \left(1 - n^2 \frac{\vec{V}^2}{c^2}\right) \vec{A} = 0 \\ n \vec{A} \operatorname{div}(\vec{V}) + 2(\vec{V} \cdot \vec{V})(n \vec{A}) = 0 \\ \vec{\nabla} \varphi + \omega \frac{n^2}{c^2} \vec{V} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Здесь A , φ и \vec{V} – распределения в пространстве амплитуд, фаз и групповой скорости соответственно. Полученная система уравнений обладает широкой общностью в том смысле, что она не ограничена парааксиальным приближением и частными случаями, такими как пучки Бесселя [1] или Лагерра-Гаусса [2]. Также данная система уравнений позволяет решать как прямую, так и обратную задачу. То есть, как находить распределение групповой скорости в пространстве, зная параметры пучка (распределения амплитуд и фаз), так и находить параметры пучка с необходимым распределением в пространстве групповой скорости.

Полученная система уравнений в рамках данной работы была применена к решению задач, выполненных в университетах Глазго [1] и Дилимана [2]. Это было сделано с целью проверки ее правильности через совпадение результатов с известными данными.

Первая проверка состояла в следующем: пусть существует лазерный пучок с постоянной во всем пространстве групповой скоростью, не равной скорости света. То есть, в любой точке пространства, где проходит пучок, его групповая скорость одинакова как по величине, так и по направлению. Среда здесь подразумевается как однородная, линейная и изотропная. Система координат выбрана цилиндрической, при этом ось OZ направлена вдоль направления распространения пучка. Применяя все сказанное к системе уравнений (1) получим, что амплитуда колебаний не зависит от координаты z . Предполагая, что существует решение, не зависящее от полярного угла, получаем, что распределение амплитуд в пространстве подчиняется уравнению Бесселя нулевого порядка:

$$r^2 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial r^2} + r \frac{\partial \vec{A}}{\partial r} + r^2 \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\vec{V}^2}{c^2} \right) \vec{A} = 0. \quad (2)$$

Решениями уравнения (2) являются функции Бесселя. Физически корректными из них являются функции Бесселя первого рода. Пучки, соответствующие заданным параметрам, являются пучками Бесселя. Этот факт был хорошо продемонстрирован сотрудниками университета Глазго, которые на эксперименте доказали различие групповых скоростей пучков Бесселя и Гаусса. Их эксперимент показал, что на дистанции в один метр импульс используемого ими пучка Бесселя отставал от импульса пучка Гаусса на 7.7 ± 0.8 мкм. Согласно же и их и нашим расчетам это отставание должно было составить приблизительно 10 мкм.

Работа сотрудников университета Дилимана была сосредоточена на теоретическом определении групповой скорости пучка Лагерра-Гаусса [2] в зависимости от его орбитального и радиального параметров. Радиус их пучка составлял 2 мкм, а длина волны – 632.8 нм. Результаты применения их и наших уравнений приведены на рис. 1.

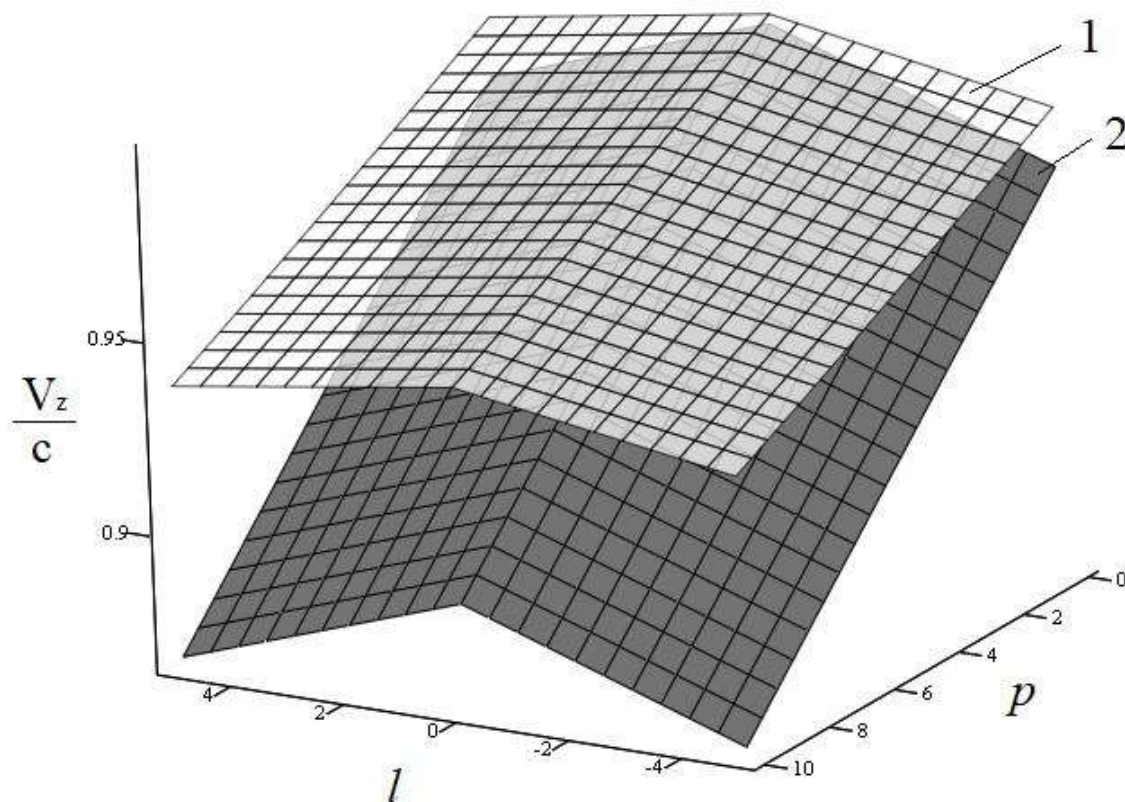


Рис.1. Графики зависимости групповой скорости пучка Лагерра-Гаусса от его орбитального l и радиального p параметров. 1 – результаты, полученные сотрудниками университета Дилимана [2], 2 – результаты применения наших уравнений

Отличия объяснимы тем, что в работе сотрудники университета Дилимана использовали парааксиальное приближение, а также были вынуждены работать с самими полиномами Лагерра. И то, и другое, при использовании их методов работы, неизбежно приведет к увеличению погрешности в вычислениях. Используя результаты нашей работы, достаточно знать распределение в пространстве фаз колебаний поля волны. При этом нет нужды использовать парааксиальное приближение и полиномы Лагерра.

Была также проведена проверка применением полученных уравнений к пучку Гаусса. Для радиуса пучка, равного 2 мкм и длиной волны 632.8 нм получено распределение групповой скорости в пространстве, показанное на рис. 2.

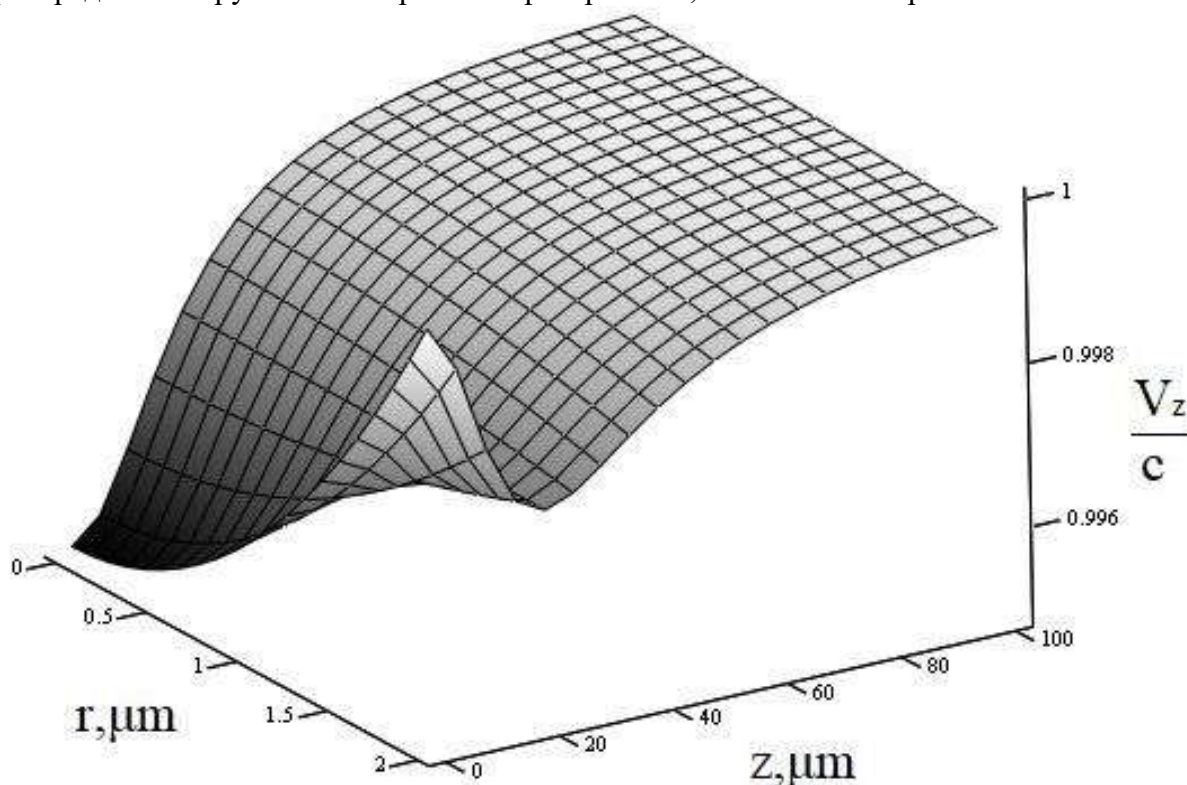


Рис. 2. Распределение в пространстве групповой скорости пучка Гаусса

Как видно, при удалении от узкой части пучка на бесконечность, проекция групповой скорости на ось OZ стремится к скорости света. Как хорошо известно, пучок Гаусса распространяется со скоростью света. Полученный нами результат с этим утверждением хорошо согласуется, так как минимум групповой скорости наблюдается только в середине узкой части пучка и отличен от скорости света в данном примере приблизительно на 0.5%. Интересным также является то, что в данном случае при ширине пучка в 4 мкм, ширина минимума групповой скорости вдоль оси OZ порядка 100 мкм.

Результаты представленной работы опубликованы в статье [5].

1. D. Giovannini, J. Romero, V. Potoček, G. Ferenczi, F. Speirits, S.M. Barnett, D. Faccio, M.J. Padgett, *Science*, **347**, 857–860 (2015).
2. N.D. Bareza, N. Hermosa, *Scientific Reports*, **6**, 26842–26847 (2016).
3. M.S. Bigelow, N.N. Lepeshkin, R.W. Boyd, *Physical Review Letters*, **90**, 113903–113906 (2003).
4. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V., Sychanova *Physica B: Condensed matter*, **461**, 32–37 (2015).
5. М.К. Галинский, В.В. Румянцев, *Проблемы искусственного интеллекта*, **3(10)**, 14–23, (2018).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ПОДАВЛЕНИЯ АДДИТИВНЫХ ШУМОВ В СИГНАЛЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Быкадоров М.В., Плотников М.Ю., Волков А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе описан метод подавления аддитивных шумов в сигнале волоконно-оптического интерферометрического датчика. Данный метод представляет собой ограничение амплитуды интерференционного сигнала, с целью увеличения отношения сигнал/шум в выходном сигнале. Представлены результаты моделирования выбранного метода.

Волоконно-оптические датчики продолжают совершенствоваться в части точности и эксплуатационных характеристик, и находят все большее применение в различных областях науки и техники. Повышение точностных характеристик связано с понижением уровня шума сигнала волоконно-оптического датчика. Данная работа направлена на исследование и моделирование метода подавления аддитивных шумов.

На рис. 1 представлен интерференционный частотно-модулированный сигнал, пришедший на фотоприемник. По оси абсцисс откладывается время в секундах, по оси ординат разрядность сетки аналогово-цифрового преобразователя (размах интерференционной картины).

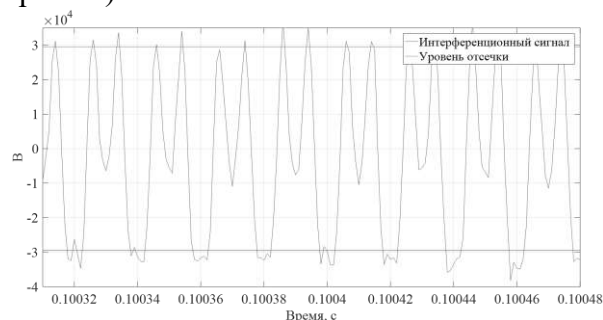


Рис. 1. Интерференционный сигнал на входе амплитудного ограничителя

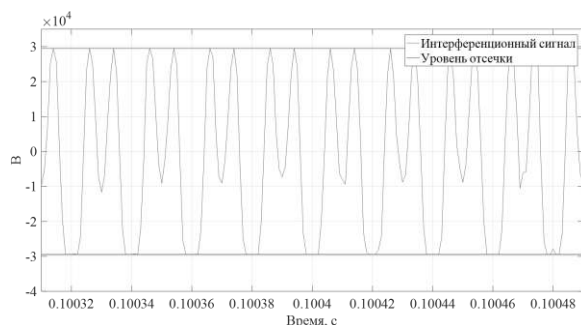


Рис. 2. Интерференционный сигнал на выходе амплитудного ограничителя

Частотная модуляция всегда сопровождается незначительной остаточной амплитудной модуляцией, что выражается в виде колебаний амплитуды. Кроме того, поскольку аддитивные шумы частично проявляются в изменении амплитуды модулированного сигнала, а информационная составляющая содержится в изменениях частоты, то допускается устранение нежелательных колебаний амплитуды с помощью ограничения амплитуды сигнала. В блоке обработки сигналов нежелательная амплитудная модуляция и шум демодулируются вместе с сигналом и приводят к искажению восстанавливаемого информационного сигнала [1].

Сам же ограничитель представляет блок в схеме демодуляции, который создает выходной сигнал с постоянной амплитудой для всех сигналов на входе, превышающих

заданный минимальный входной уровень, который часто называют пороговым уровнем, уровень подавления шумов или уровень отсечки. Сигнал после прохождения блока амплитудного ограничителя показан на рис. 2.

С помощью ограничителя амплитуды можно добиться лучшего соотношения сигнал/шум, но при этом должно соблюдаться несколько условий:

1. Соотношения сигнал/шум детектируемого сигнала должно быть больше 10 дБ или более.

2. Сигнал должен иметь индекс модуляции, равный или больше единицы.

3. Сигнал ограничителя должен иметь достаточно высокую степень подавления.

На рис. 3, 5, 7 представлены графики зависимости выходных шумов (Шумы на частоте 500 Гц рад/√Гц) от входных шумов (Адд. шум) и от величины уровня отсечки (В). В одном случае амплитуда сигнала не ограничивалась и, соответственно, от В он не зависит, для второго случая, напротив, амплитуда сигнала ограничивалась. На рис. 4,6,8 изображен нормированный график шумов для лучшей наглядности.

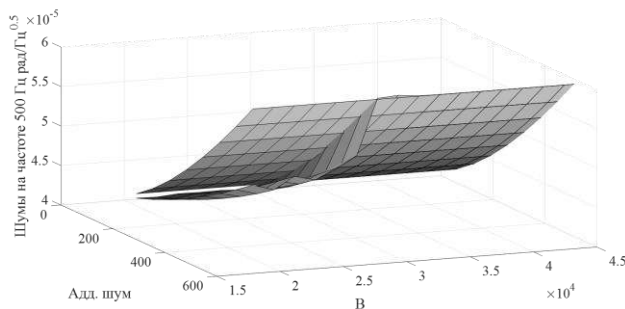


Рис. 3. Шумы после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = 0

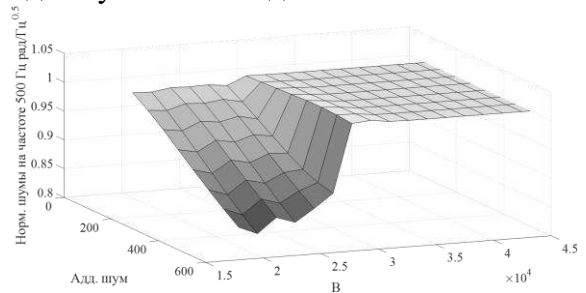


Рис. 4. Нормированный график шумов после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = 0

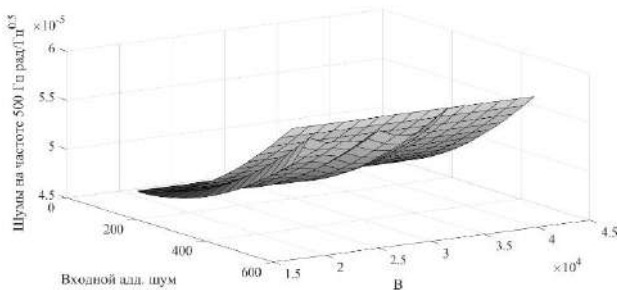


Рис. 5. Шумы после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = $\frac{\pi}{2}$

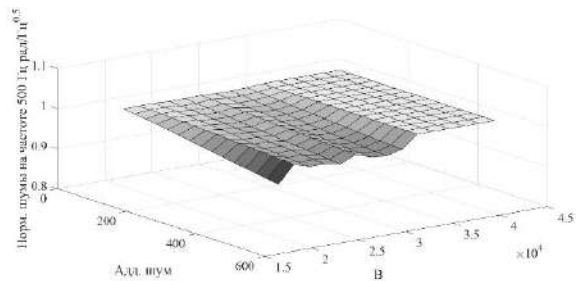


Рис. 6. Нормированный график шумов после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = $\frac{\pi}{2}$

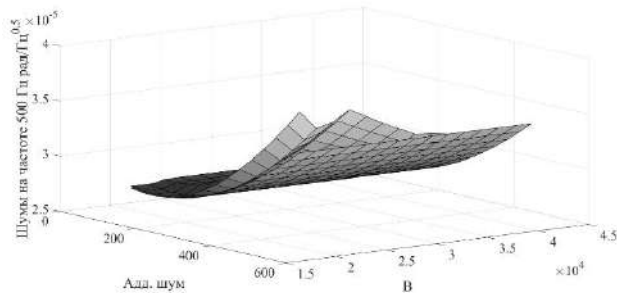


Рис. 7. Шумы после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = $\frac{\pi}{4}$

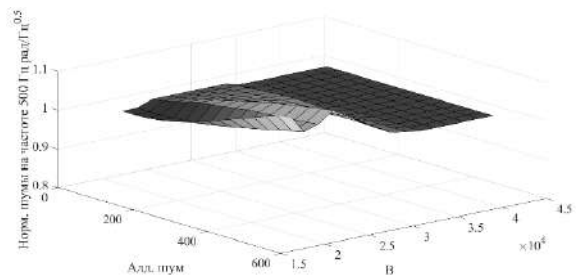


Рис. 8. Нормированный график шумов после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = $\frac{\pi}{4}$

Все математические преобразования исследуемого метода и алгоритма демодуляции были описаны с использованием скриптового языка среды MATLAB. В данных примерах к интерференционному сигналу добавлялся аддитивный шум, при этом сохранялось отношение сигнал/шум 10 дБ или более. Уровень отсечки (ограничения амплитуды) менялся $0.6*V$ до $1.3*V$, где V максимально число разрядной сетки АЦП (32767). На рисунках представлены графики для разных рабочих точек ($0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$) интерферометра.

Кроме того, было промоделировано влияние ограничения амплитуды на нелинейные искажения выходного сигнала (рис. 9). Для оценки использовался коэффициент нелинейных искажений (THD).

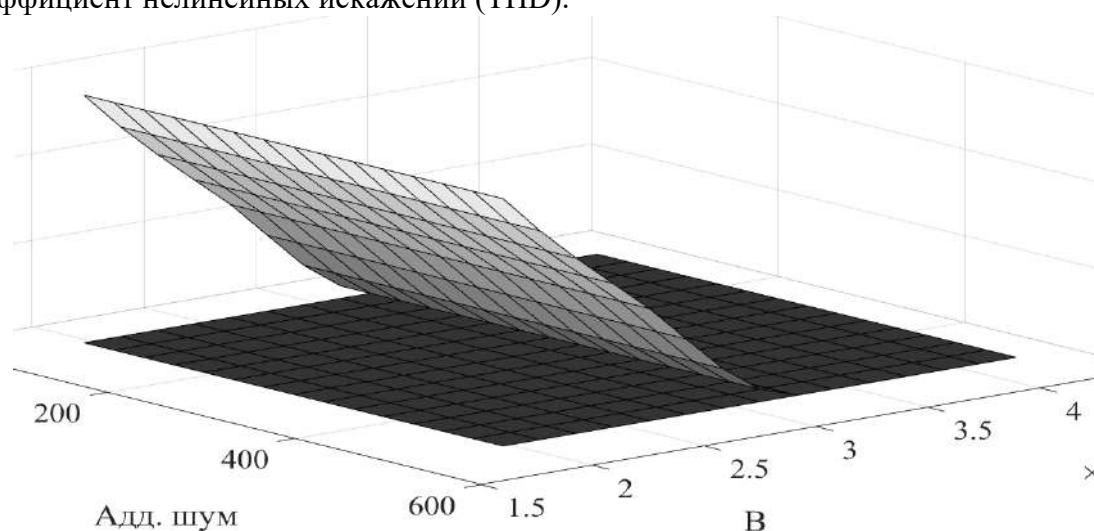


Рис. 9. Коэффициент нелинейных искажений после демодуляции с амплитудным ограничителем и без него, рабочая точка = $0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}$

По итогам проведенного моделирования способ ограничения амплитуды показал высокий уровень подавления аддитивных шумов до 15% при рабочей точке равной 0. В случае, когда рабочая точка равна $\frac{\pi}{4}$, шумы выросли на 1-4%, а в случае $\frac{\pi}{2}$ снизились настолько же. Кроме того, во всех случаях растет коэффициент нелинейных искажений с увеличением уровня отсечки. Как результат, можно найти оптимальный уровень ограничения амплитуды, чтобы избежать нелинейных искажений в сигнале и повысить итоговое соотношение сигнал/шум.

1. У. Томаси, *Электронные системы связи.*, Litres, (2017).

**ВИЗУАЛЬНАЯ ОЦЕНКА КАЧЕСТВА
ПОЛУВОЛНОВЫХ И ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫХ ПЛАСТИНОК**
**Попова А.В., Бондарева Т.В.*, Круглов М.С.*, Суй А.В., Палатников
М.Н.**, Сидоров Н.В.**, Киреева Н.М., Ливашвили А.И., Гончарова
П.С., Алексеева Л.В., Повх И.В., Савич Д.Е., Максименко В.А.,
Криштоп В.В.**

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия,

*Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск, Россия,

**Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья
им. И.В. Тананаева, г. Апатиты, Россия

В работе представлена экспериментальная схема для определения качества изготовления полуволновых и четвертьволновых пластинок. Статья посвящена анализу спектра широкополосного оптического излучения, прошедшего через двухступенчатый фильтр Шольца. Рассматривается решение аддитивной задачи, определения геометрической толщины анизотропных кристаллов по характерным особенностям профиля спектра проходящего излучения. Показано, что по интерференционной картине широкополосного излучения, проходящего через такой фильтр и через эталонный кристалл, можно с высокой точностью определить отклонение реальной толщины исследуемой пластинки от эталонной.

Тонкие анизотропные кристаллы обладают уникальным воздействием на поляризационные и спектральные характеристики проходящего оптического излучения [1]. Результаты таких физических взаимодействий находят научно-практическое применение в таких приложениях как оптический абсорбционный анализ, оптические широкоформатные интегрированные системы электрооптические модуляторы сигнала [2-4]. Размеры и химический состав полу- и четвертьволновых пластин, используемых для практических применений должны соблюдаться с высокой точностью [2]. Практически пластинки подобной толщины невероятно хрупки, поэтому рационально использовать конструкцию скрещенных анизотропных элементов, которая оказывает влияние своей эффективной толщиной. Контроль геометрических размеров после шлифовки пластин с высокой точностью можно осуществлять несколькими способами [3].

Целью работы является экспериментальное исследование пространственных спектральных характеристик квазиестественного оптического излучения, прошедшего через двухступенчатый скрещенный фильтр Шольца. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, в которой сколлимированный пучок монохроматического излучения от лампы накаливания проходил через поляризатор, расположенный под углом 45 градусов к оптическим осям кристаллов с длинами 1,8 мм.

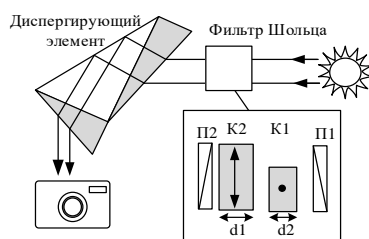


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Анализ спектрального профиля прошедшего излучения показывает, что на одну интерференционную полосу тонкой разностной пластины приходится ≈ 13 интерференционных полос от кристалла. Измерив микрометром толщину одного кристалла, получили значение 1,8 мм. Из рассуждений, приведенных выше, можно сделать вывод, что разница толщин составит 0,130 мм. Подобный способ определения эффективной длины кристалла демонстрирует высокую точность при использовании спектрометров с высоким разрешением.

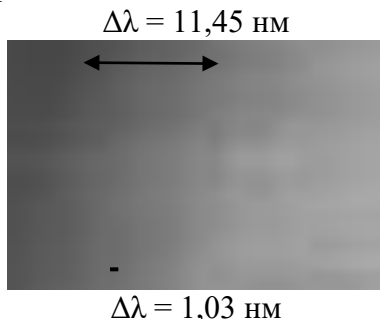


Рис. 2. Фотография распределения интенсивности излучения

1. Alexander Syuy, Dmitriy Shtarev, Victor Krishtop, and Natalia Kireeva, "Conformity Check of Thickness to the Crystal Plate $\lambda/4$ ($\lambda/2$)," *Journal of Spectroscopy*, vol. 2013, Article ID 875809, 4 pages, 2013. doi:10.1155/2013/875809.

2. С.А. Колесников, Е.С. Колесникова, Ю.В. Писаревский, Ю.А. Турутин // *Кристаллография*, 2011, том 56, № 1, с. 56–60

3. В.В. Атучин, Т. Хасанов // *Оптика и спектроскопия*, 2009, т 107, № 2, с. 225–230

4. P.S. Goncharova, A.V. Syuy, V.V. Krishtop // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering Ser. "APCOM" 2017*. С. 101761G.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ОЦЕНКА РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ОХРАНЫ ПЕРИМЕТРА РЕЦИРКУЛЯЦИОННОГО ТИПА

Поляков А.В.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

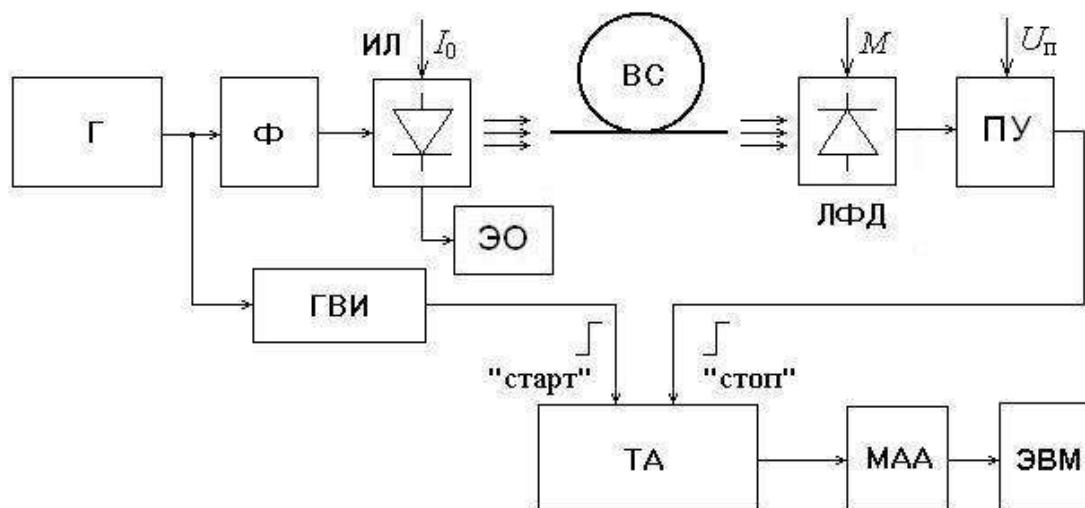
С помощью метода многоканального временного анализа проведены экспериментальные исследования кратковременных флуктуаций периода рециркуляции в замкнутой волоконно-оптической системе, предназначенной для подземной охраны периметра. Выявлены режимы работы элементов оптоэлектронного контура, обеспечивающие увеличение разрешающей способности сигнальной системы более чем в два раза.

Система охраны периметра всегда является первым техническим рубежом защиты объекта; надежность и эффективность этого рубежа очень важна для раннего обнаружения нарушителя. В последнее время с развитием волоконной оптики и оптоэлектронных технологий все большее внимание разработчиков привлекают волоконно-оптические системы охраны периметра (ВОСОП). Интерес к таким устройствам обусловлен их невосприимчивостью к воздействию электромагнитных и радиочастотных помех, а также грозовых разрядов, что уменьшает вероятность ложной тревоги; сенсорные кабели не излучают электромагнитного поля и их трудно обнаружить с помощью поисковой техники; возможностью использовать эти датчики на взрывоопасных объектах или под водой, а также защита объектов с протяженными периметрами, со сложной электромагнитной обстановкой. В [1, 2] предложена структура подземной ВОСОП рециркуляционного типа с использованием WDM-технологии спектрального уплотнения информационных каналов. Принцип действия основан на регистрации изменений периода рециркуляции, возникающих за счет дополнительных потерь мощности циркулирующих оптических импульсов при поперечных деформациях волоконного световода под воздействием идущего или ползущего нарушителя.

Одним из фундаментальных факторов, определяющим разрушающую способность датчика, являются кратковременные флуктуации периода рециркуляции. Рассматриваемые временные флуктуации в ВОСОП являются результатом наложения целого ряда независимых друг от друга явлений. Наиболее существенное влияние на их структуру оказывают следующие факторы: временной джиттер в инжекционном лазере (ИЛ), возникающий из-за случайных изменений времени задержки между импульсом тока накачки и излучением лазера; нестабильность времени отклика лавинного фотодиода (ЛФД); временной разброс моментов срабатывания порогового решающего устройства, который связан с изменением амплитуды входного сигнала из-за флуктуаций мощности излучения ИЛ, дробовых шумов ЛФД, тепловых шумов нагрузочного сопротивления, шумов входных каскадов усилителя и т.д. Сложный характер флуктуаций временных параметров требует разработки специальных экспериментальных методик изучения закономерностей распространения сигналов в замкнутой оптоэлектронной системе.

Для исследования флуктуаций времени распространения оптических импульсов по оптоэлектронному тракту с высоким временным разрешением был использован метод многоканального временного анализа [3, 4], который основан на регистрации вероятностной структуры флуктуаций периодов импульсных процессов. Основным измерительным узлом установки являлся стенд для анализа флуктуаций временных интервалов с разрешением 20 пс, состоящий из блока селекции временных интервалов,

преобразователя время-амплитуда (ТА-преобразователь), многоканального амплитудного анализатора (МАО) (рис. 1). Для запуска волоконно-оптической системы использовался генератор импульсов Г5-72, который вырабатывал прямоугольные сигналы длительностью 10 нс и амплитудой 3 В. Формирователь информационных импульсов Ф генерировал импульсы накачки ИЛ длительностью 3 нс на полувысоте с фронтом $\tau_f=2$ нс и дискретно меняющейся амплитудой в диапазоне (0–20) мА. Одновременно на инжекционный лазер подавался регулируемый ток постоянного смещения I_0 . Форма сигнала на выходе модулятора тока накачки ИЛ контролировалась с помощью электронного осциллографа. Для исключения влияния на температуру элементов окружающих воздушных потоков при проведении экспериментов вся оптоэлектронная часть схемы была помещена в специальный кожух. Пороговое устройство ПУ представляло собой электронный блок, состоящий из компаратора с регулируемым порогом срабатывания $U_{п}$ и преобразователя уровня. Генератором временных интервалов ГВИ служил источник временных сдвигов И1-8, а регистрацию гистограмм функции распределения кратковременных флуктуаций на первом цикле рециркуляции производили с помощью МАО.



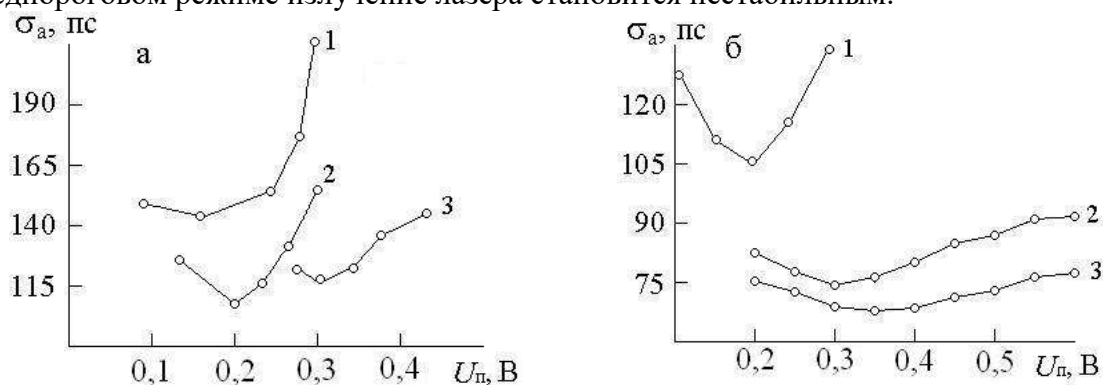
Г - генератор импульсов; Ф - формирователь информационного импульса; ИЛ - инжекционный лазер; ВС - волоконный световод; ЛФД - лавинный фотодиод; ПУ - решающее устройство; ГВИ - генератор временных интервалов; ТА - преобразователь время-амплитуда; МАО - многоканальный амплитудный анализатор, ЭВМ – компьютер

Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования флуктуаций временных интервалов в оптоэлектронной рециркуляционной системе

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости среднеквадратической нестабильности времени распространения сигнала в ВОСОП σ_a при различных токах постоянного смещения I_0 инжекционного лазера, коэффициентах лавинного умножения M лавинного фотодиода и порогах срабатывания порогового решающего устройства $U_{п}$.

Анализ полученных результатов показал, что для каждого значения тока накачки лазера и коэффициента лавинного умножения ЛФД существует определенное значение порога срабатывания решающего устройства, обеспечивающее минимальные флуктуации периода рециркуляции в ВОСОП. Из рисунка 2, а следует, что наименьшее значение σ_a достигается при коэффициенте лавинного умножения ЛФД $M \approx 10$, когда отношение сигнал/шум близко к максимальному значению. Увеличение тока постоянного смещения I_0 ведет к уменьшению амплитудных флуктуаций интенсивности излучения и минимизирует временной джиттер ИЛ. Это также снижает

уровень флуктуации временного положения импульса в ВОСОП в процессе рециркуляции (рис. 2, б). Данный эффект будет наблюдаться до $I_0=0,9-0,95 I_{п}$, далее в предпороговом режиме излучение лазера становится нестабильным.



а) $I_0=0,75I_{п}$; 1- $M=4$; 2- $M=10$; 3- $M=15$.

б) $M=10$; 1- $I_0=0,75I_{п}$; 2- $I_0=0,85I_{п}$; 3- $I_0=0,9I_{п}$.

Рис. 2. Зависимости среднеквадратических флуктуаций времени распространения импульса в оптоэлектронном тракте σ_a от величины порога срабатывания решающего устройства $U_{п}$ при различных значениях коэффициента лавинного умножения ЛФД (а) и тока постоянного смещения ИЛ (б)

Во всех случаях минимальные флуктуации наблюдались, когда порог решающего устройства соответствовал линейному участку фронта импульса. При этом, чем больше крутизна этого участка и амплитуда сигнала на входе ПУ, тем в меньшей степени на величину флуктуаций будет влиять временной разброс моментов срабатывания порогового устройства. Выбор режимов работы элементов контура позволяет достичь среднеквадратичных значений σ_a на уровне 70 пс и, соответственно, увеличить разрешающую способность измерительной системы более чем в 2 раза.

1. А.В. Поляков, Рециркуляционные оптоволоконные измерительные системы, Минск: БГУ, 208 с. (2014).

2. A.V. Polyakov, *Proc. SPIE.*, **10433**, 401–408, (2017).

3. А.В. Поляков, *Информатика*, № 3, 122–127, (2006).

4. М.А. Ксенофонтов, А.В. Поляков, *Электроника-инфо*, №5, 76–80, (2010).

РАЗРАБОТКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА БОЛЬШИХ УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ДЛЯ СТАРТОВОЙ ПЛОЩАДКИ КОСМОДРОМА

Кукушкин А.Н.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия

В данной работе рассматриваются современные устройства контроля угловых перемещений для стартовой площадки космодрома, их принцип работы и недостатки. Выявлены преимущества волоконно-оптических датчиков, относительно используемых в настоящее время. Рассматриваются технические характеристики волоконно-оптических датчиков угловых перемещений, производимых на данный момент. Объясняются недостатки волоконно-оптических датчиков угловых перемещений, производимых на данный момент. На основе выявленных преимуществ и недостатков современных волоконно-оптических датчиков угловых перемещений, предлагается новая конструкция датчика, решающая недостатки аналогов.

ОЦИФРОВКА МОНОХРОМНОЙ ИЗОБРАЗИТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ КЕРАМИЧЕСКОЙ СТАТУЭТКИ МЕТОДОМ ФОТОГРАММЕТРИИ

**Тимошенкова А.М., Рабош Е.В.*, Анкушин Д.А. *, Балбекин Н.С.*,
Шлыкова Т.В., Петров Н.В.***

Санкт-Петербургский государственный институт культуры, Санкт-Петербург, Россия

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассматривается возможность применения изобразительной голограммы и ее цифровой копии, в качестве нового подхода сохранения информации об объектах культуры. В работе представлены первые эксперименты по оцифровке аналоговой отражательной монохромной голограммы методом фотограмметрии.

Множество объектов в современном мире создаются и сохраняются посредством цифровых технологий. Помимо накопления и обработки информации, одной из неотъемлемых задач, решаемых в электронную эпоху, является её сохранение. Исследование в области сохранения информации стоит на стыке гуманитарного и естественного научных знаний и носит комплексный междисциплинарный характер [1]. Несмотря на развитие таких дисциплин, как археология, искусствоведение, музееведение и научная реставрация, нет регламентированного процесса фиксации состояния памятника перед и после реставрации [2]. Так художник-реставратор редко получает полную документацию, когда принимает памятник на реставрацию, чаще это - бессистемные сведения о состоянии сохранности. Сегодня классические методы сохранения информации об истории бытования объекта, такие как запись словесного описания, художественная зарисовка, чертеж, картограмма повреждений и фотофиксация, не являются исчерпывающими [3, 4].

В данной работе изобразительная голография совместно с техниками фотограмметрии рассматриваются в качестве существенного дополнения к классическим методам сохранения информации об объектах культуры. Информационная ёмкость аналоговой голограммы не имеет равных себе, а мельчайшая ее часть позволяет передавать детальность свойств и характеристик зарегистрированного объекта. Изобразительная голография является самостоятельным жанром декоративно-прикладного искусства [1,5], и нуждается в надлежащем хранении, защите, эффективной и безопасной передаче, содержащейся в ней информации. Однако классические изобразительные голограммы трудны в транспортировке, в частности это связано с риском механических повреждений и нарушения целостности эмульсионного слоя. Также голограммы дорогостоящи в производстве, поэтому их оцифровка позволит существенно снизить риски и трудозатраты. Одной из наиболее зарекомендовавших себя техник в области цифровизации, подходящей к данным задачам, является фотограмметрия. Эта технология сегодня уже широко применяется для определения форм, размеров, положения объектов в архитектуре [6-8], археологии, медицине [9]. Предполагается, что данный метод будет наиболее подходящим с точки зрения адаптации для задач оцифровки изображений, зарегистрированных в фоточувствительных средах. Комплексный литературный обзор показал, что фотограмметрия не применялась ранее для оцифровки голограмм.

Для эксперимента были записаны две монохромные ($\lambda = 478$ нм) отражательные голограммы на фоточувствительные пластины с бихромированной желатиной. Далее объект (керамическая статуэтка на рисунке) и его голограмма поочередно устанавливались на моторизированный поворотный транслятор. Фотокамера

фиксирувалась на расстоянии 30 см от объекта. Съемка проводилась с максимальным заполнением кадра объектом. Сделаны серии из 120 и 40 снимков, для статуэтки и голограммы соответственно, с шагом поворота транслятора в 3 градуса. Полученные фотографии импортировались в программный пакет для построения 3D-моделей. Расчет цифровых образов выполнялся за счет поиска общих точек на фотографиях, на основе которых формировалось разреженное или плотное облако узлов. На заключительном этапе моделирования выполнялось объединение каждого узла из облака с помощью полигонов. В заключении проведен сравнительный анализ 3D-модели статуэтки и модели ее голограмм лицевой и тыльной сторон.



Рисунок. Керамическая статуэтка

1. О.С. Задумина, *Молодежный вестник СПбГИК.*, **1**, 102, (2018).
2. А.Л. Яблоков, *Сборник научных трудов. Внеочередной выпуск. ВНИИР. М.*, **7**, 126-133, (1989).
3. О. Фрисова, Л. Шестопалов, *Наука в России*, **1**, 78-840, (2008).
4. Н.А. Большакова, Т.В. Шлыкова, *Труды Исторического факультета Санкт-Петербургского университета*, **22**, 114-121, (2015).
5. Ю.Н. Денисюк, В.И. Суханов, *Успехи физических наук*, **101**, 4, 337-338, (1970).
6. Е.А. Иофис, *Советская энциклопедия*, 358, (1981).
7. С. Portalés, J.L. Lerma, С. Lerma, *The Photogrammetric Record.*, **24**, 1, 316-331, (2009).
8. М. Ballarin, С. Balletti, Р. Vernier, *International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing & Spatial Information Sciences*, **42**, 2, 55-62, (2018).
9. С. Мирон, А. Иванов., Т. Огурцова, *4-я Международная конференция пользователей ЦФС PHOTOMOD : Сборник тезисов докладов*, 25-28, (2004).

ОЦИФРОВКА РАСТРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Янукович Т.П., Богданович А.В.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Оцифровка растровых изображений (карт, спутниковых снимков) производится с помощью сверточных нейронных сетей в автоматическом режиме. Для обучения сети используются данные ArcGIS с размеченными объектами.

Сегодня, несмотря на существенное развитие технологий обработки цифровых данных, в области геоинформационных технологий большой объем в оцифровке и распознавании изображений занимает ручной труд, поскольку традиционные методы, анализирующие различные свойства изображения, будь то цвет и яркость пикселей или текстура изображения, не позволяют распознавать различные семантические особенности. В качестве альтернативы для распознавания таких особенностей используют нейронные сети. Однако, несмотря на то, что существует много различных нейронных сетей, используемых для распознавания изображений, их специфика такова, что для каждой конкретной области необходимо создавать специально обученные нейронные сети. В области геоинформационных технологий стоят задачи распознавания различных объектов, таких как дороги, здания, реки, леса и т.п., и для решения этих задач рационально разработать соответствующие нейронные сети. Решение таких задач позволит существенно упростить работу в области оцифровки изображений [1, 2].

Все изображения можно разделить на две категории: растровые и векторные. Растровые изображения представляет собой сетку пикселей - цветных точек (обычно прямоугольных) на мониторе, бумаге и других отображающих устройствах. Векторные изображения - способ представления объектов и изображений, основанный на математическом описании элементарных геометрических объектов, обычно называемых примитивами, таких как: точки, линии, сплайны, кривые Безье, круги и окружности, многоугольники.

Задача распознавания зданий на растровых спутниковых снимках состоит в том, чтобы построить векторы по контурам зданий, или другими словами провести векторизацию изображения.

Векторизация изображений местности задача не новая и существует с тех пор как люди научились делать снимки с воздуха.

Поскольку существует огромное разнообразие изображений, использование какого-то одного метода векторизации не представляется возможным. Есть несколько основных подходов к автоматической векторизации:

- Группировка по пикселям одного цвета. Выбирается ограниченное число цветов (меньше 256), затем изображение конвертируется в эту цветовую гамму и выполняется векторизация.
- Методы, основанные на сопоставлении контуров.
- Метод водораздела.
- Утоньшение линий.
- Векторизация трассировкой.

Но даже в наше время цифровые карты чаще всего создаются вручную, поскольку существующие методы автоматической векторизации недостаточно эффективны.

В качестве альтернативы классическому подходу к решению задачи векторизации применяют нейронные сети.

Нейронная сеть — это последовательность искусственных нейронов, соединенных между собой синапсами. Структура нейронной сети пришла в мир программирования прямоком из биологии. Благодаря такой структуре, машина обретает способность анализировать и даже запоминать различную информацию.

Обучение (по аналогии с мозгом человека) нейронной сети заключается в нахождении коэффициентов связей между нейронами.

Нейронные сети впервые появились еще в 60-ых годах 20 века, однако по своей эффективности при решении различного рода задач были хуже существующих методов. Проблема заключалась в том, что никому не удавалось успешно обучить нейронные сети, т.к. теоретически уже тогда было известно, что нейронная сеть может приблизить любую функцию и обучиться решать любую задачу, а глубокая нейронная сеть способна еще и более эффективно решить гораздо больше разных задач (кратко о них будет чуть дальше). Только в 80-ые когда был описан так называемый метод обратного распространения ошибки, произошёл резкий скачок в обучении и применении нейросетей, что привело к появлению множества разновидностей нейронных сетей под различные задачи.

Применения:

1. Распознавание образов и классификация

В качестве образов могут выступать различные по своей природе объекты: символы текста, изображения, образцы звуков и т. д. При обучении сети предлагаются различные образцы образов с указанием того, к какому классу они относятся. Образец, как правило, представляется как вектор значений признаков. При этом совокупность всех признаков должна однозначно определять класс, к которому относится образец. В случае, если признаков недостаточно, сеть может соотнести один и тот же образец с несколькими классами, что неверно. По окончании обучения сети ей можно предъявлять неизвестные ранее образы и получать ответ о принадлежности к определённому классу. Например, Unet.

2. Кластеризация

Под кластеризацией понимается разбиение множества входных сигналов на классы, при том, что ни количество, ни признаки классов заранее не известны. После обучения такая сеть способна определять, к какому классу относится входной сигнал. Сеть также может сигнализировать о том, что входной сигнал не относится ни к одному из выделенных классов — это является признаком новых, отсутствующих в обучающей выборке, данных. Таким образом, подобная сеть может выявлять новые, неизвестные ранее классы сигналов. Соответствие между классами, выделенными сетью, и классами, существующими в предметной области, устанавливается человеком.

Примеры: генетический алгоритм, самоорганизующиеся сети Кохонена

3. Прогнозирование

Способности нейронной сети к прогнозированию напрямую следуют из её способности к обобщению и выделению скрытых зависимостей между входными и выходными данными. После обучения сеть способна предсказать будущее значение некой последовательности на основе нескольких предыдущих значений и (или) каких-то существующих в настоящий момент факторов. Следует отметить, что прогнозирование возможно только тогда, когда предыдущие изменения действительно в какой-то степени предопределяют будущее. Например, прогнозирование котировок акций на основе котировок за прошлую неделю может оказаться успешным (а может и не оказаться), тогда как прогнозирование результатов завтрашней лотереи на основе данных за последние 50 лет почти наверняка не даст никаких результатов.

Для обработки снимков используется сверточная нейронная сеть, принципиальная схема которой приведена на рисунке.

Для обеспечения работы этой сети используются базы данных в ArcGIS, которые обеспечивают хранение цифровых пространственных данных и связанных с ними

атрибутивных таблиц о земельном фонде Республики Беларусь. Цифровые пространственные объекты это геометрические объекты с заданными координатами местоположения, по которым рассчитывается геометрия, площади и т.п. Это всё в метрической координатной системе 1963 года.

Кроме того есть привязанные к координатной системе спутниковые снимки, выполненные УП "БелПСХАГИ".

Для обучения нейронной сети используются все полигоны зданий (отобранные, проверенные), они накладываются на снимки, нарезаются, далее этап аугментации, и затем обучение на UNET, а по полученным маскам можно построить полигоны (векторы). После этого наступает этап постобработки: стены не должны пересекаться, стены домов рядом должны быть параллельны и т.д.

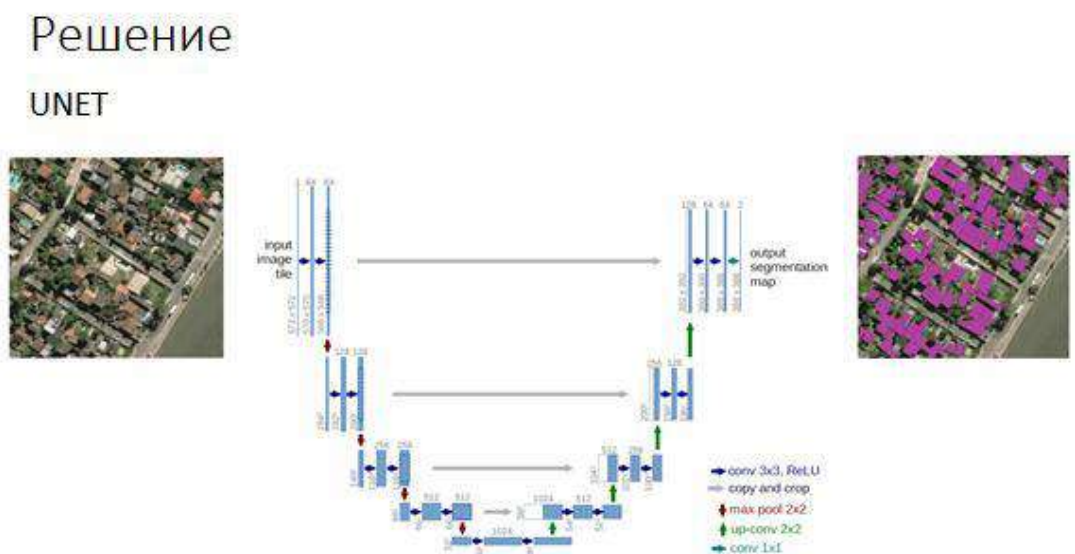


Рисунок. Принципиальная схема работы сверточной сети

1. С.И. Николенко, А. Кадурич, Е. Архангельская, *Глубокое обучение*, 480, (2018)
2. О. Ronneberger, Ph. Fischer, T. Brox *Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention (MICCAI)*, **9351**, 234--241, (2015)

ОЦЕНКА КАЧЕСТВА КОМПРЕССИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ МЕТОДАМИ ДИФФУЗИИ ОШИБКИ С ВАРИАТИВНЫМИ НАПРАВЛЕНИЯМИ ОБХОДА

Курбатова Е.А., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Рассмотрены методы бинаризации голографической информации с помощью различных реализаций диффузии ошибки и точечной диффузии. Проведена оценка влияния значений ошибочных коэффициентов и схем направлений обхода в методах на качество восстанавливаемых изображений.

Распространенным методом сжатия изображений является их бинаризация. Бинаризация цифровых голограмм необходима для оптических микрзеркальных модуляторов, а также различных цифровых применений, таких как: оптические корреляторы [1], кодирование информации [2], голографические дисплеи [3] и другие. Существует множество различных методов бинаризации изображений. Наиболее распространенными методами являются методы бинаризации по порогу (локальному [4-7] и глобальному [6-9]), а также методы диффузии ошибки [10-12]. В случае бинаризации оптически записанных цифровых голограмм при использовании методов диффузии ошибки достигается высокое качество восстановленных голограмм [13].

Метод диффузии ошибки заключается в последовательном построчном вычислении разницы между значениями яркости каждого пикселя голограммы и некоторым пороговым значением и последующем распространением данного значения разницы среди соседних необработанных пикселей с учетом весовых коэффициентов. Методы различаются значениями данных весовых коэффициентов, а также направления распространения ошибки среди соседних пикселей и количества задействованных соседних пикселей. Помимо стандартных методов диффузии ошибки существуют методы точечной диффузии [11]. В данных методах значение ошибки распространяется среди всех соседних пикселей, включая уже обработанные. Методы отличаются значениями коэффициентов и матрицей обхода пикселей, содержащей порядковые номера пикселей для их обхода.

В данной работе проведена оценка влияния матрицы обхода пикселей на качество восстановленных изображений с голограмм, бинаризованных методами диффузии ошибки и точечной диффузии. Были рассмотрены 12 методов диффузии ошибки и 5 методов точечной диффузии. В качестве матриц обхода использовались как стандартные варианты (например, прямой и обратный варианты последовательного обхода пикселей по строкам или столбцам, матрица с построчно чередующимся направлением обхода пикселей, матрица в виде раскручивающейся и закручивающейся спиралей), так и более сложные типы матриц (например, используемые в методе точечной диффузии Кната [11]). Оценка качества восстанавливаемых изображений проводилась как с визуальной точки зрения, так и количественными параметрами (пиковое отношение сигнал/шум, индекс структурного сходства и др.).

На рисунке представлены примеры фрагментов бинаризованных оптически записанных голограмм 3D-сцен (а-г), а также восстановленных с них изображений (д-з). В качестве матрицы обхода пикселей представлены случаи прямого последовательного обхода пикселей и использования матрицы обхода Кната. Результаты представлены для бинаризации голограммы методами стандартной диффузии ошибки Флойда-Стенберга и метода точечной диффузии Кната.

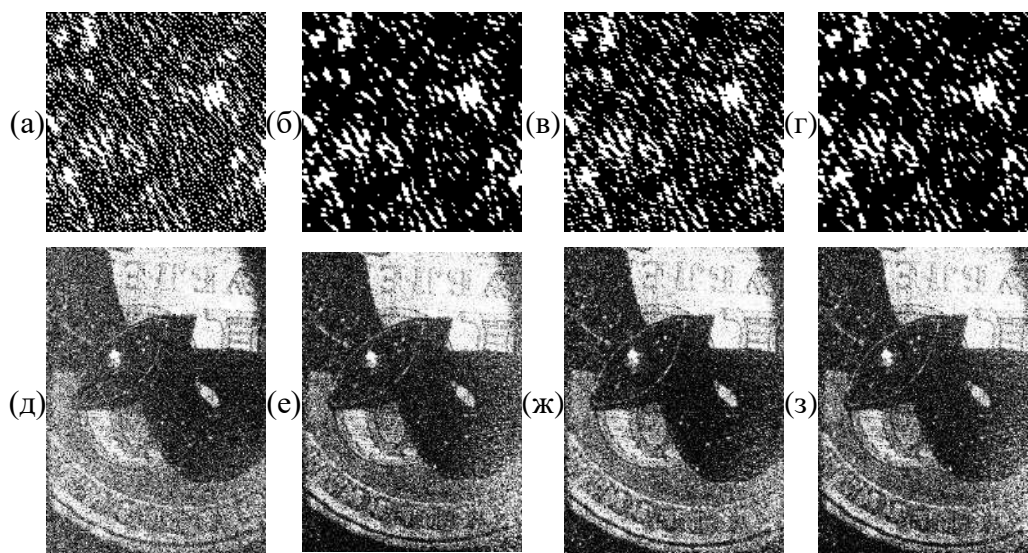


Рисунок. Примеры фрагментов (128×128 пикселей) бинаризованной оптически записанной голограммы (а-г) и примеры восстановленных изображений с голограммы (д-з) при бинаризации методами диффузии ошибки Флойда-Стенберга (а-б, д-е) и точечной диффузии Кната (в-г, ж-з) с прямым направлением обхода (а, г, д, ж) и матрицей обхода Кната (б, г, е, з)

Как видно, использование матрицы обхода Кната и других специализированных матриц обхода позволило повысить качество восстановленных голограмм по сравнению с прямым последовательным обходом пикселей. Однако в случае точечной диффузии разница в качестве восстановленных изображений не столь заметна. В результате на основании предварительного выбора параметров бинаризации голограмм можно использовать определенные методы для задач сжатия голограмм, а также дальнейшего оптического восстановления изображений с применением микрозеркальных модуляторов света.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 18-79-00277.

1. D. Yu. Molodtsov, V.G. Rodin, *Proc. SPIE*, **10176**, 101761A, (2016).
2. S. Jiao, C. Zhou, Y. Shi, W. Zou, X. Li, *Opt. Laser. Technol.*, **109**, 370–380, (2019).
3. Y. Pan, J. Liu, X. Li, Y. Wang, *IEEE Trans. Ind. Inf.*, **12**, 1599–1610, (2016).
4. R.C. Gonzalez, R.E. Woods, *Thresholding. Digital image processing*, 4th ed. New York: Pearson (2018).
5. W. Niblack, *An introduction to digital image processing*, Upper saddle river. NJ, USA: Prentice Hall (1986).
6. M. Sezgin, B. Sankur, *J. Electron. Imaging*, **13**, 146-165, (2004).
7. P.A. Cheremkhin, E.A. Kurbatova, *Opt. Laser. Eng.*, **115**, 119-130, (2019).
8. N. Otsu, *IEEE Trans. Sys., Man., Cyber.*, **9**, 62–66, (1979).
9. J.N. Kapur, P.K. Sahoo, A.C.K. Wong, *Graph. Models Image Process.*, **29**, 273–285, (1985).
10. V. Ostromoukhov, *Proceedings of SIGGRAPH 2001, ACM Computer Graphics, Annual Conference Series*, 567–572, (2001).
11. R.W. Floyd, L. Steinberg, *Proceedings of the Society of Information Display*, **17**, 75–77, (1976).
12. D.E. Knuth, *ACM Transcripts on Graphics*, **6(4)**, 245-273, (1987).
13. P.A. Cheremkhin, E.A. Kurbatova, *Digital Holography and 3-D Imaging, OSA Technical Digest, Th3A.22*, (2019).

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ 3D-СЦЕН ДЛЯ ИТЕРАТИВНЫХ АЛГОРИТМОВ СИНТЕЗА ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И МЕТОДА СУПЕРПОЗИЦИЙ

Минаева Е.Д., Родин В.Г., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для задачи оптического формирования трехмерных сцен рассмотрены различные методы и алгоритмы синтеза дифракционных оптических элементов, формирующих наборы плоских сцен. Проанализированы возможности методов по качеству воссоздания изображений объектов в зависимости от их взаимного положения, количества плоскостей и др.

В настоящее время существуют различные подходы, позволяющие реализовать оптическое отображение 3D-сцен: оптический захват и перемещение частицы [1], проецирование на объекты [2,3], дисплеи с использованием принципов голографии [4] и др. Среди основных методов воспроизведения 3D-сцен можно отметить использование пространственно-временных модуляторов света (ПВМС), отображающих дифракционные оптические элементы (ДОЭ): например, жидкокристаллического или микрозеркального типа. Для синтеза ДОЭ исходный трехмерный объект создается из набора плоских равноудаленных сцен, от каждой плоскости производится расчет распространения излучения. Восстановление трехмерной сцены происходит для всех плоскостей сразу. К числу основных проблем системы, использующей ПВМС, относится ухудшение качества формируемого объемного изображения с увеличением количества сечений, формирующих сфокусированные элементы 3D-сцены.

В работе рассмотрены и реализованы методы синтеза ДОЭ: метод суперпозиций [5], последовательный «пинг-понг» [6], глобальный «пинг-понг» [7], метод на основе невыпуклой оптимизации [8]. Методы последовательный «пинг-понг», глобальный «пинг-понг», на основе невыпуклой оптимизации являются итерационными, в то время как метод суперпозиций является неитерационным. Получены результаты численного и оптического восстановления изображений трехмерных сцен и их сечений с синтезированных ДОЭ. Сцены содержали в себе трехмерные объекты, состоящие из 1÷50 плоских сцен. На рис.1 представлен пример среза исходной трехмерной сцены в 5-й плоскости: в исходном виде (а), восстановленный с элементов, синтезированных методами суперпозиций (б) и на основе невыпуклой оптимизации (в).

На рис.2 представлен результат эксперимента по исследованию зависимости коэффициента корреляции от количества плоскостей. При использовании итеративных методов синтеза глобальный «пинг-понг» и на основе невыпуклой оптимизации коэффициент корреляции исходного и восстановленного объектов, содержащих 25 плоскостей, составляет 0,5.

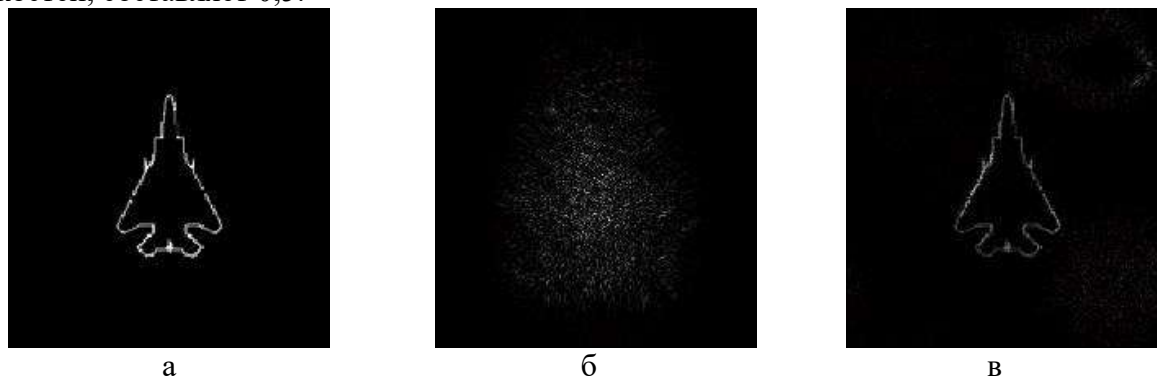


Рис.1. Срез трехмерной сцены в 5-й плоскости: в исходном виде (а), восстановленный с

элементов, синтезированных методами суперпозиций (б) и на основе невыпуклой оптимизации (в)

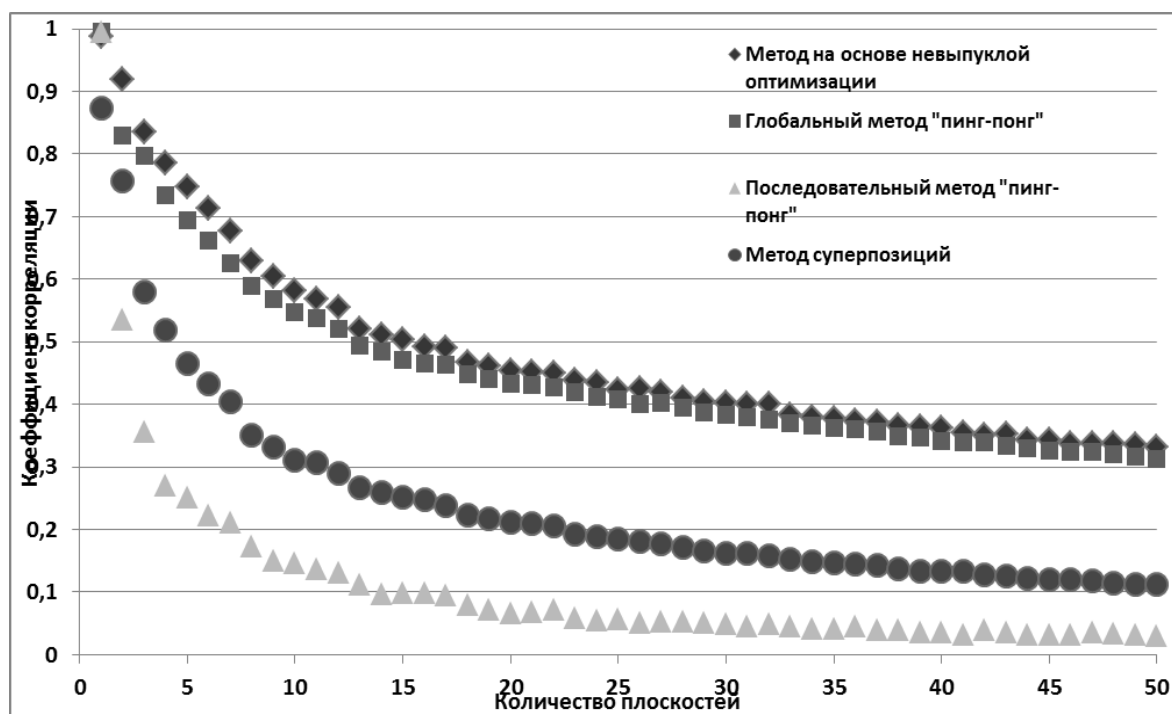


Рис.2. Зависимость коэффициента корреляции от количества плоскостей

Данные результаты демонстрируют возможность создания фазовых ДОЭ для формирования качественных объемных сцен, состоящих из десятков плоских изображений.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-07-00829.

1. D. Smalley, E. Nygaard, K. Squire, et al., *Nature*, **553**, 486-490 (2018).
2. A. Sand, I. Rakkolainen, *Proc. SPIE*, **9011**, 90110Q (2014).
3. Y. Hayasaki, K. Kumagai, *Proc. SPIE*, **10022**, 100220E (2016).
4. A. Shiraki, M. Ikeda, H. Nakayama, et al. *Applied Optics*, **57(1)**, A33-A38 (2018).
5. R.D. Leonardo, F. Ianni, G. Ruocco, *Opt. Express*, **38**, 1913-1922 (2011).
6. M. Makowski, M. Sypek, A. Kolodziejczyk, et al. *Opt. Eng.*, **46**, 045802 (2007).
7. R. Piestun, B. Spektor, J. J. Shamir, *Opt. Soc. Am. A*, **13**, 1837-1848, (1996).
8. J. Zhang, N. Pégard, J. Zhong, et al., *Optica*, **4**, 2334-2536 (2017).

МОДЕЛЬ СИМПЛЕКСНОГО АКУСТО-ОПТОВОЛОКОННОГО КАНАЛА СВЯЗИ КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ С ДВУМОДОВЫМ ОПТИЧЕСКИМ ВОЛОКНОМ

Бурдин В.А., Губарева О.Ю., Гуреев В.О., Масюк С.С.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара, Россия

В работе представлена модель и результаты моделирования низкоскоростной передачи данных по симплексному акусто-оптоволоконному каналу связи кабельной линии с двумодовым оптическим волокном.

В последние годы интерес к акусто-оптоволоконным каналам связи проявляется интерес не только с точки зрения возможной утечки информации из волоконно-оптических линий, но и с точки зрения возможностей организации технологической связи. При этом, одним из основных вопросов при построении подобных систем связи является выбор оптического волокна. В данной работе предложена модель и представлены результаты моделирования низкоскоростной передачи данных по симплексному акусто-оптоволоконному каналу связи кабельной линии с двумодовым оптическим волокном.

Была рассмотрена структура акусто-оптоволоконного канала связи на основе двумодового оптического волокна и предложена модель симплексного акусто-оптоволоконного канала связи по двумодовому оптическому волокну. Предполагалось, что акустооптический канал предназначен для передачи сигналов с низкой скоростью в диапазоне звуковых частот. Также полагали, что используется двумодовое оптическое волокно, в котором поддерживаются направляемые моды LP_{01} и LP_{11} . В общем случае, в таком оптическом волокне распространяется шесть мод [1]. Это ортогонально-поляризованные составляющие мод LP_{01} , LP_{11a} , LP_{11b} . Но, поскольку дифференциальная модовая задержка между ортогонально-поляризованными модами пренебрежимо мала по сравнению с дифференциальной модовой задержкой между модами LP_{01} и LP_{11} , ортогонально-поляризованные моды полагали вырожденными. По этой же причине полагали вырожденными моды LP_{11a} и LP_{11b} . Предложенная модель учитывала распределенную связь мод, обусловленную нерегулярностями оптического волокна в кабеле. Также учитывали зависимость межмодовых связей от вибро-акустического воздействия [2]. При построении модели ограничились анализом для одной строительной длины оптического кабеля. Это позволило пренебречь межмодовыми связями из-за стыковых нерегулярностей и потерями в оптическом волокне.

При моделировании качество передачи оценивали на основе концепции Q-фактора. Рассматривали известную конструкцию двумодового оптического волокна [3]. Результаты моделирования показали, что для оптимального приема накопленная в линии дифференциальная модовая задержка должна лежать в пределах 1.1-1.5 радиан. Рассмотрены меры для обеспечения требуемого времени задержки между модами на входе приемника.

1. Y. Kokubun, *Japanese Journal of Applied Physics*, 57, 08PA05 (2018).
2. E. Alcusa-Sáez, A. Díez et al. *Optics Express*, 24(5), 4899-4905 (2016).
3. L. Grüner-Nielsen, Y. Sun et al. *J. Lightwave Technology*, 30(23), 3693-3698 (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ГЛУБОКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПЕРЕМЕННОЙ ГЛУБИНЫ

Долгополов И.С.*, Петрова М.С.*, Сюй А.В.*, Антонычева Е.А.***

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

**Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск, Россия

Рассмотрена работа оптического фильтра, на основе глубокой периодической структуры переменной глубины, в видимом и ближнем ИК диапазоне. Определены эффективные углы падения света и глубина рельефа для нескольких длин волн излучения.

ПРОГРАММА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТОПОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

Прокопив Н.Н.*, Сюй А.В.**

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

**Тихоокеанский государственный университет, г. Хабаровск, Россия

В данной работе рассматривается программа по определению топологии поверхности кристаллической пластинки по распределению интенсивности. Данная программа позволяет получать значения толщин пластинки по диффузному изображению попиксельно, получая при этом полную топологию поверхности образца в режиме реального времени.

Кристаллические пластинки, изготовленные из одноосных кристаллов, являются предметом исследования сами по себе, например, при изучении явления оптической активности [1], формирования особенных состояний оптического поля [2]. Кроме того, они широко применяются во многих областях оптических исследований, например, для преобразования излучения по частоте [3-4], для изготовления электрооптических модуляторов света [5-6], а также для изготовления фазовых пластинок [7-8]. Строгий контроль качества таких пластинок является необходимым условием при их изготовлении.

Целью представленной работы является разработка программы определяющей топологию поверхности кристаллической пластинки по распределению интенсивности диффузного изображения получаемой при прохождении через образец лазерного излучения. Схема установки для получения обрабатываемого изображения и его дальнейшей обработки представлена на рис. 1.

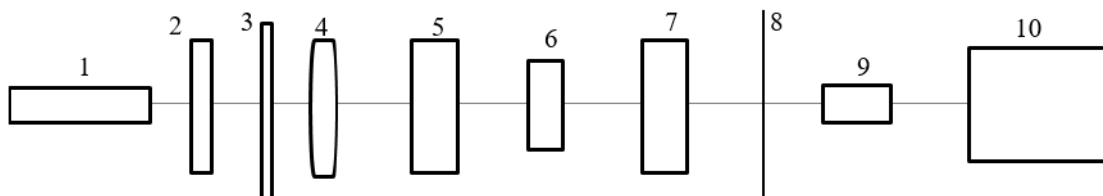


Рис. 1. Схема установки

1 - гелий-неоновый лазер ГН-5 с длиной волны 632,8 нм; 2 - рассеиватель; 3 - диафрагма; 4 - линза; 5 - поляризатор, 6 - образец; 7 - анализатор, 8 - экран; 9 - камера, 10 - персональный компьютер

Программа написана на языке высокого уровня C++ с использованием библиотеки компьютерного зрения OpenCV позволяет принимать видео поток с камеры и строить график распределения интенсивности поляризованного излучения диффузного изображения кристаллической пластинки (рис 2.) получаемого в ходе эксперимента и возвращать значение толщин исследуемого образца по формулам (1, 2).

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}(1 - \cos \alpha) \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{2\pi d}{\lambda} \quad (2)$$

Значения вычисляются попиксельно в соответствии с полученными значениями интенсивности прошедшего через образец излучения, что позволяет вычислить все значения толщин по всей поверхности образца.

Предложенная программа по определению топологии поверхности кристаллических пластин позволяет в режиме реального времени получать значения толщин во всех точках исследуемого образца, что позволяет сразу говорить о качестве

и пригодности пластин. В дальнейшем планируется по рассчитанным значениям толщин образца строить 3D модель.

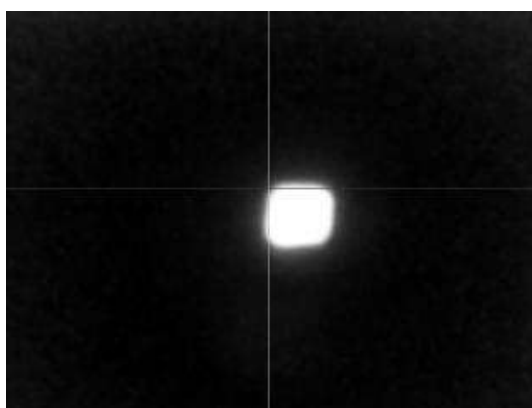


Рис. 2. Изображение картины

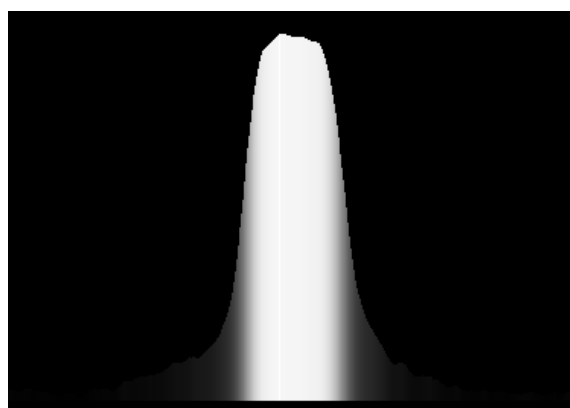


Рис. 3. Распределение интенсивности

1. A.F. Konstantinova, et.al., *Crystallography reports*, **48**, №5, 823-831, (2003).
2. В. Самарцев В. *Litres*, (2017).
3. О.В. Горева, А.И. Илларионов, Д.В. Горев. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **80**, №1, 33-33, (2016).
4. M.N. Litvinova, et al. *SPIE* **10176**, 101761J (2016).
5. П.С.Гончарова и др. *IV Междун. конф. по фотон. и инф. опт.* Сб. науч. стр. 108-109, (2015).
6. В.В. Щербаков, А.Ф. Солодков, А.А. Задерновский, *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*. **8**. №. 1. 9-24, (2016).
7. Е.Ф. Ищенко, А.Л. Соколов, *Поляризационная оптика*. 456, (2012).
8. А.Г. Полещук и др. *Компьютерная оптика*. **40**. №. 6. 818-828 (2016)

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С ПОНИЖЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ШУМАМ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Власов А.А., Плотников М.Ю., Алейник А.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данный доклад посвящен экспериментальному исследованию эффективности разработанных технических решений по снижению нежелательной чувствительности волоконно-оптических интерферометров к акустическим шумам окружающей среды. Практическое применение данных методов способно существенно повысить чувствительность измерительных систем на основе волоконно-оптических фазовых датчиков.

В настоящее время волоконно-оптические фазовые интерферометрические датчики (ВОИФД) получают все более широкое распространение в качестве чувствительных элементов (ЧЭ) различных измерительных систем (волоконно-оптические гироскопы, датчики тока и напряжения, сейсмические косы и многие другие). Таким датчикам присущи следующие достоинства: низкие массогабаритные параметры ЧЭ, чрезвычайно высокая чувствительность (измерения происходят интерферометрическим способом), взрыво- и пожаробезопасность (оптическое волокно является диэлектриком), абсолютная нечувствительность ЧЭ к внешнему электромагнитному полю (чрезвычайно высокая помехозащищенность), возможность размещения ЧЭ в агрессивных средах (температурное воздействие, химическая активность и т.д.), возможность мультиплексирования большого количества датчиков на одном волокне (создание пространственных измерительных массивов).

Одной из важнейших составных частей измерительных систем на основе ВОИФД является волоконно-оптический интерферометр (ВОИ), в котором осуществляется сведение измерительного и опорного оптического сигналов для получения интерференционной картины, регистрируемой фотоприемным устройством. Место ВОИ в измерительной системе на основе ВОИФД указано на рисунке (ИИ – источник излучения, ОВ – оптическое волокно, ОЦ – оптоволоконный циркулятор, ВБР – волоконная брэгговская решётка, ФП – фотоприемник, КИ – компенсационный интерферометр (он же ВОИ), ГШ – генератор шума).

Принцип работы ВОИ состоит в следующем – на входе один оптический импульс разделяется на два импульса, которые распространяются вдоль двух оптических плеч ВОИ (короткого и длинного), длины которых совпадают с величиной оптического пути внутри чувствительного элемента. При сложении соответствующих измерительных и опорных импульсов на фотоприемнике происходит возникновение интерференционного импульса, по величине размаха оптической мощности которого в соответствии с функциями видности и чувствительности ЧЭ делается вывод о величине измеряемого воздействия на чувствительный элемент.

В случае работы ВОИФД в реальных условиях на ВОИ наблюдается воздействия шумов и вибраций, что приводит к изменению длин плеч интерферометра [2], а следовательно, модуляции длины оптического пути. Результатом таких воздействий является зашумление интерференционной картины на фотоприемнике, и, как следствие, снижение точностных параметров измерительной системы и её чувствительности. Основной проблемой является тот факт, что ввиду конструкции измерительной системы на основе ВОИФД плечи интерферометра обладают чувствительностью, сопоставимой с чувствительностью чувствительного элемента, в связи с чем действие шумов и вибраций существенно на ВОИ существенно ограничивают точностные характеристики и динамический диапазон системы.

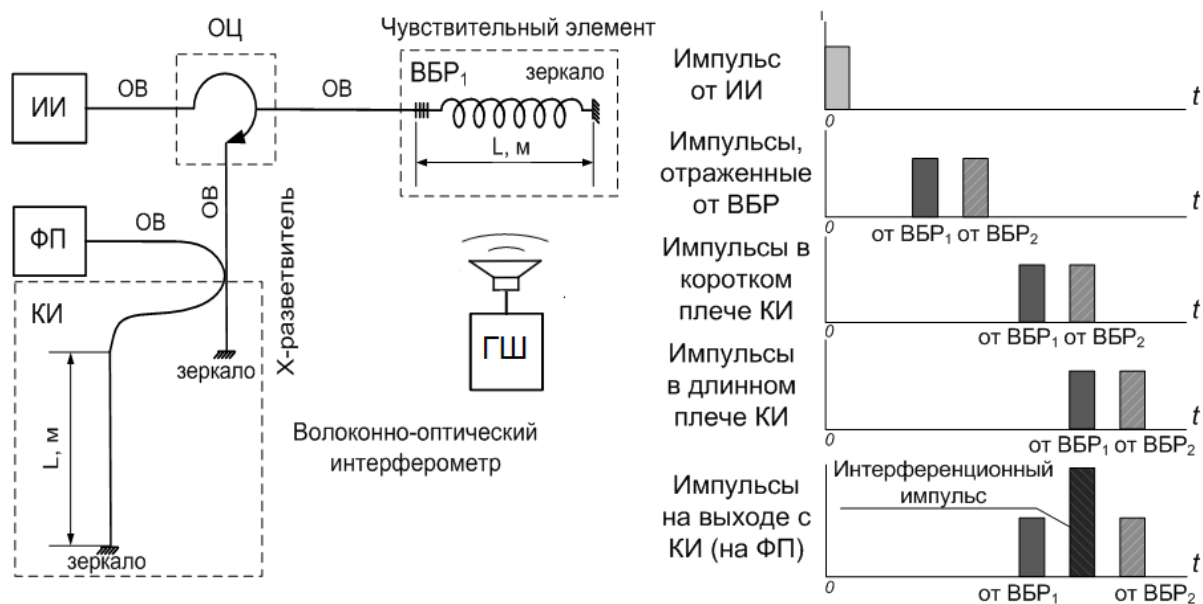


Рисунок. Обобщенная принципиальная оптическая схема измерительной системы на основе ВОИФД (слева), место ВОИ (КИ) в ней и временные диаграммы оптических импульсов в различных составных частях ВОИФД (справа)

Доля измерительных систем на основе ВОИФД на рынке систем мониторинга неуклонно растет [1] в связи с комплексом преимуществ по сравнению с традиционными электрическими датчиками и спрос на них стремительно увеличивается в таких отраслях промышленности, как нефтегазовая и горнодобывающая промышленность, ВПК, кораблестроение, космонавтика, архитектура и строительство, а также многих других.

Основная проблема при воздействии шумов окружающей среды состоит в следующем – разность фаз, наведенная акустическим воздействием на чувствительное плечо интерферометра, неотличима и неотделима от разности фаз, наведенных воздействием измеряемой величины на чувствительный элемент. Собственно, это и определяет потери в точности и динамическом диапазоне измерительной системы.

В ходе обзора мировой научно-технической литературы были обнаружены основные направления решения данной проблемы - применение защитных покрытий оптического волокна [2-3], а также защита чувствительных элементов при помощи виброразвязывающих устройств [4]. Авторами данной работы был разработан ряд технических решений по виброшумоизоляции волоконно-оптических интерферометров, которые были подвергнуты экспериментальным исследованиям, с подробными результатами которых можно ознакомиться в работах [5-10]. Методика экспериментальной проверки эффективности подавления нежелательного шумового воздействия состояла в озвучивании проверяемых образцов стационарным акустическим сигналом (Гауссовый белый шум) на разработанном акустическом стенде и сравнении чувствительности экспериментальных образцов равных длин с чувствительностью стандартного одномодового оптического волокна.

Максимальная совокупная эффективность шумоподавления, которую удалось достичь в ходе экспериментальных исследований, составляет более 90% по отношению к удельной чувствительности оптического волокна без защиты в диапазоне акустических частот 10-500 Гц. Относительная погонная чувствительность оптического волокна к акустическому воздействию до принятия мер по виброшумоизоляции составляла около 50 мкРад/Па, при совместном применении разработанных решений по виброшумозащите средний уровень паразитного сигнала на КИ составил около 0.1 мкРад/Па и ниже в диапазоне частот 10-500 Гц при минимальном значении 50 нРад/Па.

Разработанные технические решения виброшумозащиты волоконно-оптических интерферометров для работы в реальных условиях обладают высокой степенью готовности к промышленному внедрению. Таким образом, результаты данной работы позволяют осуществить защиту необходимых узлов волоконно-оптической измерительной системы на различных уровнях, что позволяет как применять их на этапе разработки и производства систем для достижения максимальной эффективности защитных мер, так и выполнять доработку уже существующих систем с целью повышения эффективности уже внедренных систем.

1. A. Cusano, A. Cutolo, J. Albert, *Fiber Bragg grating sensors: recent advancements, industrial applications and market exploitation*, (2011).
2. N. Lagakos, I.J. Bush, J.H. Cole, J.A. Bucaro, J.D. Skogen, G.B. Hocker, *OPTICS LETTERS*, **Vol. 7, No. 9**, (1982).
3. G.B. Hocker, *OPTICS LETTERS*, **Vol. 4, No. 10**, (1979).
4. M. Okano, K. Kajimura, S. Wakiyama, F. Sakai, W. Mizutani, M. Ono, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 5 (6)**, (1987).
5. А.А. Власов и др., *Наука и инновации в технических университетах*, (2018).
6. А.А. Власов и др., *Сборник тезисов докладов VII конгресса молодых ученых*, (2018).
7. А.А. Власов и др., *Сборник тезисов докладов VI конгресса молодых ученых*, (2017).
8. А.А. Власов и др., *Наука и инновации в технических университетах*, (2017).
9. А.А. Власов и др., *Защита от повышенного шума и вибрации*, (2019).
10. А.А. Власов, М.Ю. Плотников, А.С. Алейник, А.Н. Аширов, А.В. Варламов, *Письма в ЖТФ*, **том 45, вып. 15**, стр. 29, (2019).

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ VCSEL С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА

Шулёпов В.А., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа направлена на стабилизацию центральной длины волны излучения VCSEL путем создания внешнего резонатора на основе волоконных решеток Брэгга. Проведено исследование влияния длины и коэффициента отражения решетки на спектральные характеристики VCSEL и получены значения СКО вариации центральной длины.

Vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) – полупроводниковый лазерный диод с вертикальным резонатором, имеет малый размер, благодаря небольшой активной области, 150-200 нм, низкий пороговый ток, единицы микроампер, а также большой диапазон модуляции [1]. Выходящий пучок имеет круговую диаграмму направленности, благодаря этому обеспечивается эффективность стыковки с оптическим волокном, помимо этого излучение поляризовано с коэффициентом поляризационной экстинкции порядка 30 дБ [2]. Так как излучение выходит непосредственно из верхнего слоя, присутствует возможность монолитной интеграции двумерного массива практически любой длины (ограничивается размерами подложки) [3]. Однако VCSEL, не смотря на высокий коэффициент отражения верхнего зеркала, около 99,95%, чувствителен к обратным отражениям, при воздействии которых возникает переключение состояния поляризации на ортогональное. На отражении от торца волокна и на соединениях волокон между собой получают резонаторы, из-за которых появляются продольные моды, отличающиеся от основной по длине волны, что приводит к ухудшению когерентности излучения. Следовательно, необходимо в достаточной мере их подавлять или контролировать для практического применения и стабильной работы. С другой стороны, статическое или динамическое изменение колебаний мощности VCSEL из-за оптической обратной связи может быть использовано для оптического переключения, детектирования и управления. Все, описанные выше преимущества возвышают VCSEL над остальными типами полупроводниковых лазеров [4].

На данный момент основной областью применения VCSEL являются телекоммуникации, однако наличие линейно поляризованного излучения позволяет его применять в волоконно-оптических фазовых интерферометрических датчиках, которые являются одними из наиболее точных волоконно-оптических устройств. Нами уже проведено исследование влияния длины внешнего резонатора с волоконной брэгговской решеткой на излучение VCSEL, что позволило повысить стабильность излучения. Предлагаемый доклад посвящен исследованию влияния различных параметров брэгговских решеток, а именно, длины решетки и коэффициента отражения, на излучение VCSEL.

Стабилизация центральной длины волны излучения VCSEL с внешним резонатором на основе волоконных решеток Брэгга. На картине спектра излучения VCSEL наблюдаются две основные ортогональные моды, между которыми перекачивается мощность при воздействии обратных отражений, поэтому основная рабочая мода не стабильна во времени [5]. Нами решено стабилизировать излучение VCSEL созданием внешнего резонатора с использованием волоконной брэгговской решетки (ВБР) и проведена работа с использованием решеток с различным коэффициентом отражения: 51%, 63% и 95%, но одинаковой длины, помимо этого проведена работа с использованием решеток различной длины: 1 мм и 3 мм, но с одинаковым коэффициентом отражения.

Излучение из VCSEL вводилось с минимальным зазором в оптическое волокно, с записанной в него волоконной решеткой Брэгга, затем поступало на интеррогатор. Воздействие обратных отражений решетки может как улучшить, так и ухудшить чистоту спектра излучения, поэтому для подстройки необходимой длины волны брэгговского резонанса, решетка размещалась на элементе Пельтье, рис. 1. Торец волокна имел скос 8° для уменьшения влияния обратных отражений на лазерный диод.

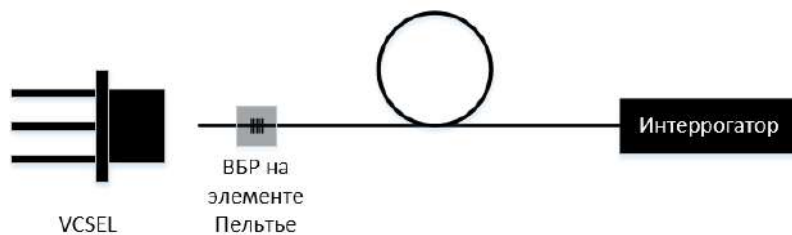


Рис. 1. Схема исследования

Затем для каждого случая были получены значения центральной длины волны излучения лазера во времени, результаты представлены на рис. 2.

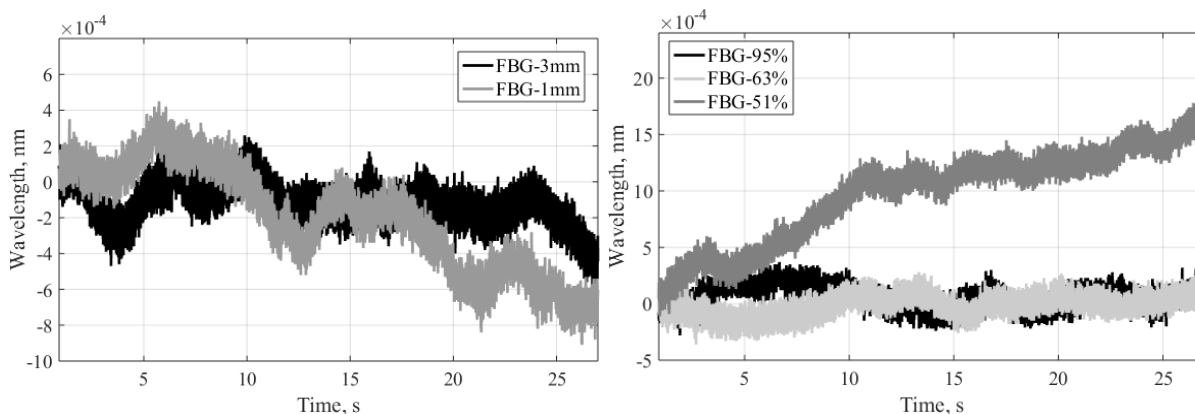


Рис. 2. Поведение центральной длины волны излучения VCSEL во времени. Слева: длина решетки 3 мм – черный, 1 мм – серый; справа: коэффициент отражения решетки 95% – черный, 63% – светло-серый, 51% – темно-серый

Из рис. 2 видно, что две ВБР с одинаковым коэффициентом отражения, но одна длиной 1 мм, а вторая – 3 мм, воздействуют на излучение лазера практически одинаково. Были получены значения вариации центральной длины волны излучения по уровню 3σ и для обеих решеток составили 0,6. Для второго исследования с различными коэффициентами отражения решеток были получены следующие значения (таблица 1):

Коэффициент отражения решетки	95%	63%	51%
СКО вариации центральной длины волны VCSEL по уровню 3σ , пм	0,31	0,41	0,56

Таблица 1. СКО вариации центральной длины волны излучения VCSEL при различных коэффициентах отражения ВБР

Из данных таблицы делаем вывод, что наблюдается увеличение СКО вариации центральной длины волны излучения VCSEL при уменьшении коэффициента отражения решетки.

Закключение. Проведено исследование влияния на VCSEL длины и коэффициента отражения брэгговских решеток в качестве внешнего резонатора. Получено, что при исследовании двух решеток с близким коэффициентом отражения, около 60%, но одна длиной 1 мм, а вторая – 3 мм, в обоих случаях величина среднего квадратичного

отклонения вариации центральной длины волны излучения VCSEL по уровню 3σ составила 0,6. В результате исследования влияния коэффициента отражения решетки, проведена работа с решетками одинаковой длины, но которые имеют коэффициенты отражения 51%, 63% и 95% и получено, что среднее квадратичное отклонение вариации центральной длины волны излучения VCSEL увеличивается при уменьшении коэффициента отражения решетки и для случая с решеткой 95% составило 0,31.

1. T. Mizunami, T. Hamada, T. Yamamoto. *External-Fiber-Grating Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, **Vol. 12**, №11, (2000).

2. J.Y. Law, G.P. Agrawal, *Effects of Optical Feedback on Static and Dynamic Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, **Vol. 3**, №2, (1997).

3. P. Moser, *Energy-Efficient VCSELs for Optical Interconnects*. Springer International Publishing, (2016).

4. S. Schwarz, *Impact of Waveguide Input Coupling on Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diodes*, Wien, (2009).

5. N. Hashizume и H. Nasu, *Mode Hopping Control and Lasing Wavelength Stabilization of Fiber Grating Lasers*, № 20, (2001)

СРАВНЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ И НЕЛИНЕЙНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫХ ПОРЯДКОВ ДИФРАКЦИИ В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

Рымов Д.А., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для задачи улучшения качества восстановления изображений с регистрируемых голограмм произведено сравнение линейных и нелинейных методов фильтрации нежелательных порядков дифракции в цифровой голографии. Получены оценки качества восстановленных изображений.

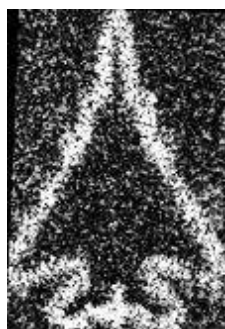
Подавление нежелательных порядков дифракции является актуальной задачей как для применения в осевой цифровой голографии, так и во внеосевой [1]. Также обнуление части компонент интенсивности позволяет облегчить хранение обработанных цифровых и компьютерно-синтезированных голограмм [2-3]. Существуют две основные группы методов фильтрации нежелательных порядков дифракции:

- оптические [4],
- цифровые [5-6].

Достоинством цифровых методов является возможность оперативной фильтрации нежелательных порядков дифракции в процессе численного восстановления изображения с голограммы [7-8].



(а)



(б)



(в)



(г)

Рисунок. Изображение регистрируемого объекта: оригинальное (а) и восстановленные с оптически зарегистрированной цифровой голограммы после применения различных методов цифровой фильтрации: линейного вычитания среднего значения (б); нелинейной гауссовой фильтрации (в); разработанного нелинейного метода (г)

В работе рассмотрены различные нелинейные методы цифровой фильтрации голограмм:

- нелинейная гауссова фильтрация,
- разработанный нелинейный фильтр [9] и др.

Также проанализированы различные неитеративные линейные методы цифровой фильтрации:

- выбор области обнуления частот [10],
- вычитание значений полученных с помощью медианной фильтрации,
- вычитание среднего значения [11] и др.

С использованием данных методов проведены численные эксперименты по определению качества восстановленных изображений. Количественная оценка качества восстановленных изображений производилась с помощью расчета коэффициента корреляции по Пирсону [12] с оригинальным изображением.

На рисунке представлен пример оригинального бинарного изображения объекта (рисунок (а)), а также результаты действия некоторых из рассмотренных методов фильтрации на восстановленное изображение с экспериментально зарегистрированной цифровой голограммы Френеля (рисунок (б-г)). Расстояние до объекта составляло 1,25 м, размер пикселя сенсора составлял 9 мкм × 9 мкм, размер голограммы составлял 2048 × 2048 пикселей. Использовался амплитудно-фазовый диффузно рассеивающий объект.

Как видно, с визуальной точки зрения наилучшее качество восстановленного изображения получено при использовании разработанного нелинейного метода. Это подтверждается значениями коэффициента корреляции по Пирсону с оригинальным изображением: рисунок (б) – 0,55; рисунок (в) – 0,67; рисунок (г) – 0,70.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 18-79-00277.

1. U. Schnars, W. Jueptner, *Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques*, Springer Berlin Heidelberg New York 161 p. (2005)
2. P.A. Cheremkhin, E.A. Kurbatova, *Sci. Rep.*, **9**, 7561, (2019)
3. P.A. Cheremkhin, E.A. Kurbatova, *Appl. Opt.*, **57(1)**, A55-A64, (2018)
4. M. Siemion, M. Sypek, J. Makowski, *Opt. Eng.*, **49**, 055802, (2010)
5. E. Stoykova, H. Kang, J. Park, *Chin. Opt. Lett.*, **12(6)**, P.060013, (2014)
6. W. Zhang, L. Cao, D. J. Brady, H. Zhang, J. Cang, H. Zhang, G. Jin, *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 093902, (2018)
7. N. Pavillon, Ch. S. Seelamantula, J. Kühn, *Appl. Opt.*, **48(34)**, H186-H195, (2009)
8. N. Liu, Ch. Yang, *Infrared Phys. Technol.*, **82**, 133–139, (2017)
9. Д.А. Рымов, П.А. Черёмхин, *Сборник трудов VIII Международной конференции по фотонике и информационной оптике, Москва, 729-730*, (2019)
10. E. Cuche, P. Marquet, Ch. Depeursinge, *Appl. Opt.*, **39(23)**, 4070-4075, (2000)
11. T. Kreis, W. Juptner, *Opt. Eng.*, **36**, 2357-2360, (1997)
12. В.Е. Гмурман, *Теория вероятностей и математическая статистика*, 10-е издание, Москва: Высшая школа, 479 с., (2004)

ИОНООБМЕННЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДЫ ДЛЯ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ (С ТЕПЛОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ)

Герасименко В.С., Герасименко Н.Д., Киселев Ф.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Был рассчитан процесс диффузии ионов $\text{Na}^+ \leftrightarrow \text{K}^+$ в трехкомпонентных стеклах, смоделирован ионообменный волновод. В результате работы были выявлены особенности и условия использования ионообменных светоделителей для реализации квантовых алгоритмов.

Технология ионного обмена может выступать альтернативой основным методам получения волноводов для квантовых вычислений с тепловым управлением - литографии, выращивании на кристалле, выжигании в подложке мощным импульсным лазером [1,2]. Получаемые с ее помощью волноводы характеризуются меньшими в сравнении с литографическими потерями благодаря градиентному профилю показателя преломления, требуют меньшего заглубления, чем при выжигании, т. е. имеют лучшее быстродействие, и при относительной технологической простоте позволяют использовать широкий спектр стекол и ограниченный — кристаллов в качестве основы [2-4].

Первым этапом моделирования ионообменного волновода является получение профиля показателя преломления. Для этого необходимо рассчитать распределение концентраций обмениваемых ионов в стекле и по нему определить показатели преломления в каждой точке.

Для моделирования ионного обмена $\text{K} \leftrightarrow \text{Na}$ без влияния внешнего электрического поля в условиях однородного равномерно прогретого стекла можно решить двумерное уравнение диффузии со следующими граничными условиями на этапе получения

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C = 1, \text{ for unmasked area} \\ \frac{\partial C}{\partial t} = 0, \text{ for masked area} \\ \frac{\partial C}{\partial t} = DC, \text{ for inner borders} \end{array} \right.$$

и заглубления волновода

$$\left\{ \begin{array}{l} C = 0, \text{ for melt-glass border} \\ \frac{\partial C}{\partial t} = DC, \text{ for inner borders} \end{array} \right.$$

Для пересчета концентраций ионов в показатель преломления существует известная формула:

$$n = n_0 + \Delta n_{\max} C, \text{ где } \Delta n_{\max} - \text{изменение показателя преломления при } C = 1.$$

В результате моделирования одиночного волновода был получен профиль показателей преломления, представленный на рис.1. Однако важным элементом для квантовых оптических вычислений является светоделитель, в интегральном виде представляющий собой область сближения двух волноводов на расстояния, достаточные для обмена энергией (оптического туннелирования). Для определения профиля показателей преломления в светоделителе описанное выше моделирование было проведено для маски с двумя щелями, разнесенными так, чтобы коэффициент деления итогового волноводного элемента составлял 50%, результат представлен на рис. 2.

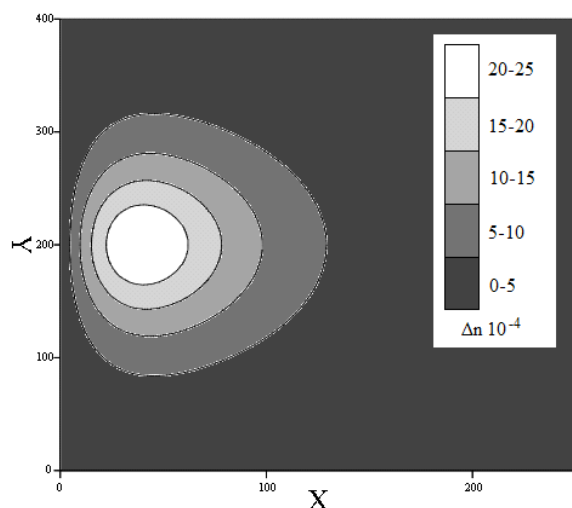


Рис. 1. Результат моделирования профиля преломления. Шаг отсчетов по осям 0,1 мкм

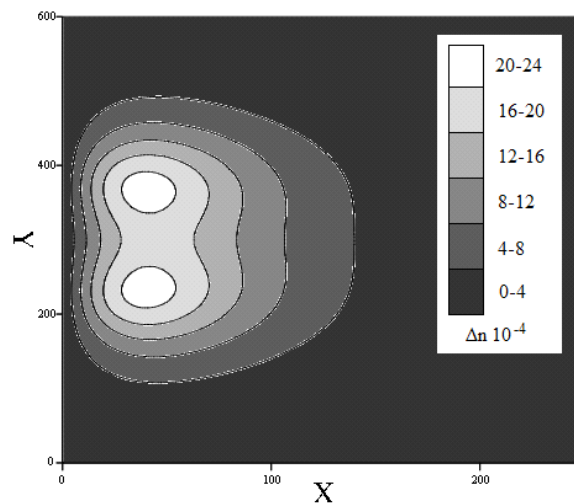


Рис. 2. Результаты моделирования X-светоделителя. Шаг отсчетов по осям 0,1 мкм

Далее было проведено сравнение результатов численного моделирования рабочей области светоделителя и суммирования профилей концентраций двух волноводов, показавшее, что разница двух методов составляет 2-5%, что позволяет ускорить процесс подготовки к моделированию распространения света в волноводе, определяя профиль показателя преломления в области сближения и расхождения волноводов простым суммированием.

Для моделирования оптических процессов использовался метод распространения луча (beam propagation method. BPM). Сначала необходимо было рассчитать поле и эффективный показатель преломления основной моды волновода при длине волны 1064 нм (соответствует источнику бифотонов и отвечает требованиям одномодового режима для данного волновода).

Немаловажно то, что распределение интенсивности излучения в основной моде ионообменных стеклянных волноводов совпадает по форме с градиентом профиля показателя преломления. Это вызывает сложности в процессе проектирования светоделителя, так как для того, чтобы добиться разделения мощности между двумя одномодовыми волноводами, необходимо перекрыть волноводы в области взаимодействия. Столь широкий и сложный профиль показателя преломления может вызывать возбуждение мод высокого порядка, а фактически это может привести к дополнительной потере мощности, поскольку моды более высокого порядка в этой области будут иметь гораздо менее эффективное соединение с одномодовыми выходными волноводами.

На изгибах могут произойти утечки из основных мод. В процессе оптимизации схемы длина области взаимодействия была уменьшена до нуля, что означает, что очень близкое перекрытие между волноводами останется только в одной точке. Наблюдалось, что в этом режиме происходит гораздо меньше потерь, связанных с многомодовым режимом такого перекрытия. Чтобы оптимизировать потери, связанные с s-изгибами, было решено изменить значения начального разделения и разделения в области взаимодействия, чтобы оценить, возможно ли уменьшить эти потери при сохранении общей длины устройства и его коэффициента деления. Моделирование оптимизированной конструкции показано на рис. 3.

Общее пропускание устройства составляет $\sim 0,96$ при длине 20мм. Это было достигнуто с начальным разделением 160 мкм и разделением в области взаимодействия 15,82 мкм.

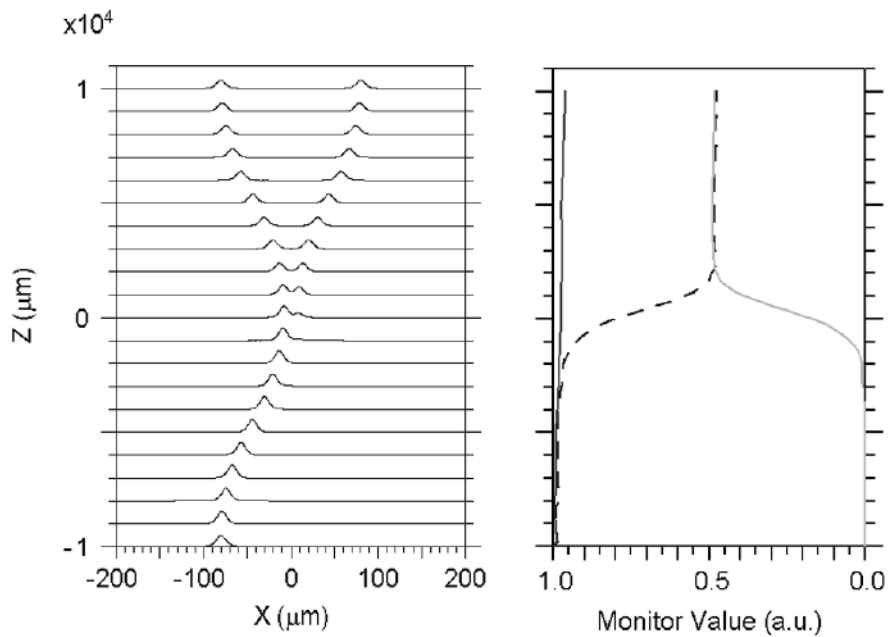


Рис. 3. Моделирование оптимизированного направленного ответвителя. Начальное разделение - 160 мкм, разделение в области взаимодействия - 15,82 мкм, длина области взаимодействия - 0 мкм. Слева - контурная карта поля, справа показана мощность в левой ветви светоделителя (черный пунктир), мощность в правой ветви (сплошной серый) и общая мощность (сплошной черный)

Так как оптимизированная схема имеет коэффициент деления, практически равный идеальному (в данном случае) 0,5, и крайне малые потери, она хорошо подходит для решения квантовых задач и может быть использована для реализации алгоритмов типа boson sampling.

1. B.R. West, P. Madasamy, N. Peyghambarian, S. Honkanen, *Journal of Non-Crystalline Solids*, **347(1-3)**, 18-26, (2004).
2. Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, С.Н. Жуков, А.И. Игнатъев, С.С. Киселев, А.С. Рохмин. *Волноводная фотоника*. (2008).
3. P. Sibson, J.E. Kennard, S. Stanisic, C. Erven, J. O'Brien, M.G. Thompson. *Optica*, **4 (№2)**, 172-177, (2017).
4. D. Hallett, A. P. Foster, D. L. Hurst, B. Royall, P. Kok, E. Clarke, I. E. Itskevich, A. M. Fox, M. S. Skolnick, L. R. Wilson, *Optica*, **5(5)**, 644-650, (2018).

ПОДБОР ПАРАМЕТРОВ УНИВЕРСАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ЛОГИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА

Герасименко В.С., Герасименко Н.Д., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе были оценены возможности изготовления светоделителей для универсальных интегрально-оптических квантовых преобразователей с тепловым управлением. Для основных методов производства волноводов проведен численный анализ свойств получаемых элементов, определен наиболее эффективный способ изготовления, оценены параметры получаемых устройств.

Интегральная оптика является одной из основных платформ построения элементной базы для квантовых вычислений. В данный момент самым перспективным вариантом реализации кубита является интерпретация как логических "0" и "1" нахождения фотона в одном из двух волноводов (т.н. "двухрельсовое кодирование") [1] и использование для изменения состояния элементов фазовой задержки в светоделителе или интерферометре. Обычно в качестве фазовращателей используют миниатюрные нагреватели [2].

Ранее уже было показано [3], как получить универсальный логический элемент для поляризационного управления кубитом, реализованным средствами волоконной оптики. Однако прямой перенос поляризационной схемы на фазовую невозможен. Пример универсального квантового логического элемента представлен на рис. 1 [4].

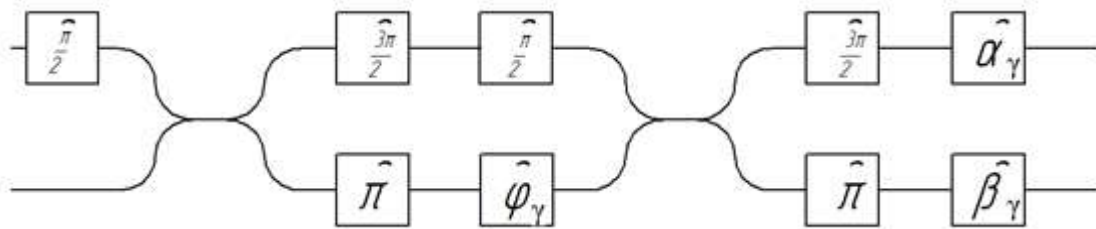


Рис. 1. Схема универсального вентиля, по сути представляющего собой интегрально-оптический интерферометр Маха-Цандера, дополненный активными и пассивными фазовыми задержками

Перемножив матрицы преобразования отдельных компонентов схемы, легко получить выражение для воздействия всего преобразователя на кубит:

$$\bar{U}_\gamma(\alpha; \beta; \varphi) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)e^{i(\alpha+\frac{\varphi}{2})} & -\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)e^{i(\beta+\frac{\varphi}{2}+\frac{\pi}{2})} \\ -\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)e^{i(\alpha+\frac{\varphi}{2}+\frac{\pi}{2})} & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)e^{i(\beta+\frac{\varphi}{2})} \end{pmatrix}.$$

Далее необходимо смоделировать работу фазовращателя и светоделителя.

Для решения первой задачи потребуется решение уравнения теплопроводности. Для универсального фазовращателя достаточно определить размеры, рассеиваемую мощность и время работы нагревателя, необходимые для изменения фазы на 2π , а так же мощность и время работы для нескольких промежуточных фазовых задержек. Поскольку рассматриваемое устройство строится на базе интегральной оптики, характерные размеры будут малы (порядка сотен микрометров), как и времена. Указанные обстоятельства позволяют решать уравнение теплопроводности методом конечных разностей в трехмерной области с граничным условием

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T,$$

$$T_{border}^{q+1} = \frac{\lambda_{mb} T_{border-1}^{q+1} - T^0}{\lambda_m \delta}, \text{ где } border \text{ — координаты границы по одной из осей, } border-$$

l — координата соседнего узла сетки внутри расчетной области, T^0 — температура окружающего пространства (соответствует начальной), λ_{mb} — коэффициент температуропроводности материала за границей расчетной области, λ_m — коэффициент температуропроводности материала границы, δ — толщина приграничного слоя, за пределами которого нагревом можно пренебречь (температура которого T^0).

Один из срезов этой области представлен на рис.2. Качественный пример решения представлен на рис.3.



Рис. 2. Схема исследуемой области

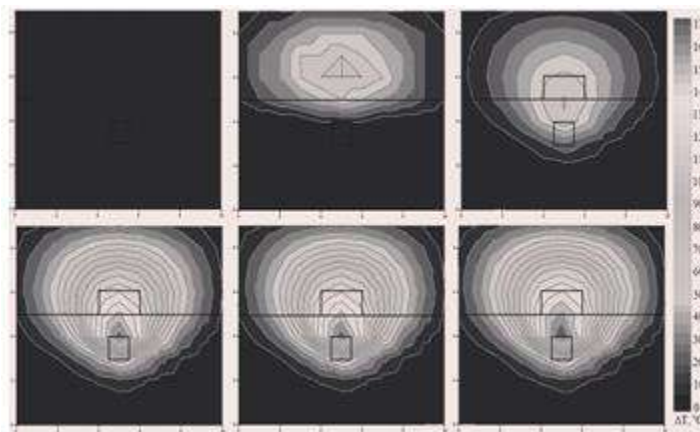


Рис. 3. Прогрев волновода к моменту выключения нагревателя. Отсчеты 0, 4, 8, 12, 16 и 20 мкс (после 20 мкс до центра нагревателя распределение температур не изменяется, относительно центра нагревателя распределение симметрично)

Однако для поиска оптимальных параметров необходимо определить материал волновода: необходимо знать и его температуропроводность, и зависимость показателя преломления от температуры. Однако у нас есть еще один ограничивающий фактор: потери. Сейчас у лучших используемых для построения квантовых логических элементов волноводов потери составляют около 0,8-1,0 дБ/см. В основном они связаны с дефектами и неоднородностями поверхности, хотя порой и поглощение материала несет свой вклад. Подобные величины потерь весьма ограничивают максимальные размеры квантовых оптических интегральных схем.

Примером материала, непригодного для построения крупных интегрально-оптических квантовых логических схем, может выступать GaAs: одномодовые волноводы из него на длине волны 1,55 мкм имеют потери 0,065 дБ/мкм (рис. 4), т.е. 65 дБ/см. В более близком ИК-диапазоне потери еще выше. При этом для качественных демонстраций различных приемов квантовых вычислений материал подходит хорошо: в нем возможно создавать источники, приемники и элементы управления прямо в волноводе.

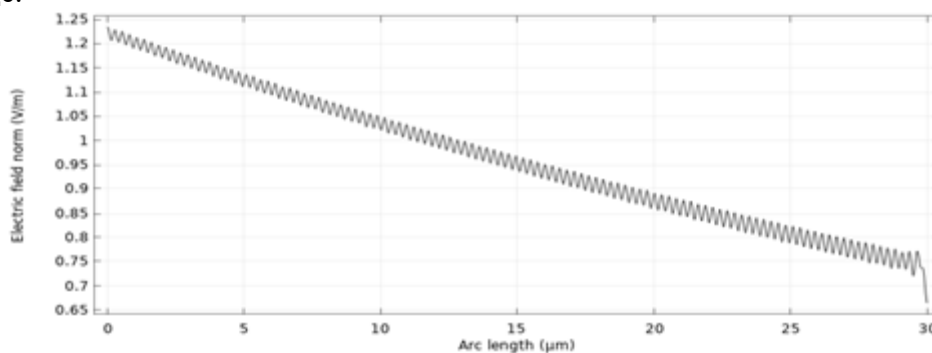


Рис. 4. Изменение напряженности электрического поля вдоль центра волновода. По графику можно оценить коэффициент затухания на длине волны 900 нм как 0,14-0,15 дБ/мкм

Кремний по некоторым источникам тоже может демонстрировать недопустимо высокое поглощение в телекоммуникационном диапазоне.

В случае идеального исполнения нитрид кремния должен быть хорошим кандидатом на роль материала волновода: в третьем телекоммуникационном окне он не поглощает (рис. 5) и обладает высоким показателем преломления, что позволяет уменьшить потери на изгибах. Даже с неоптимизированной геометрией на нитриде кремния можно получить интегрально-оптический светоделитель с потерями менее 2% (рис. 6).

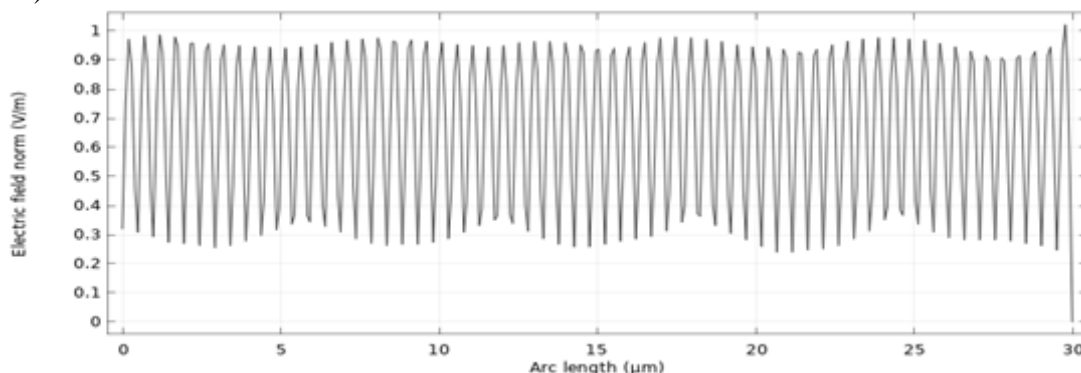


Рис. 5. Изменение напряженности электрического поля вдоль центра волновода. По графику видно, что потерь в смоделированном волноводе почти нет

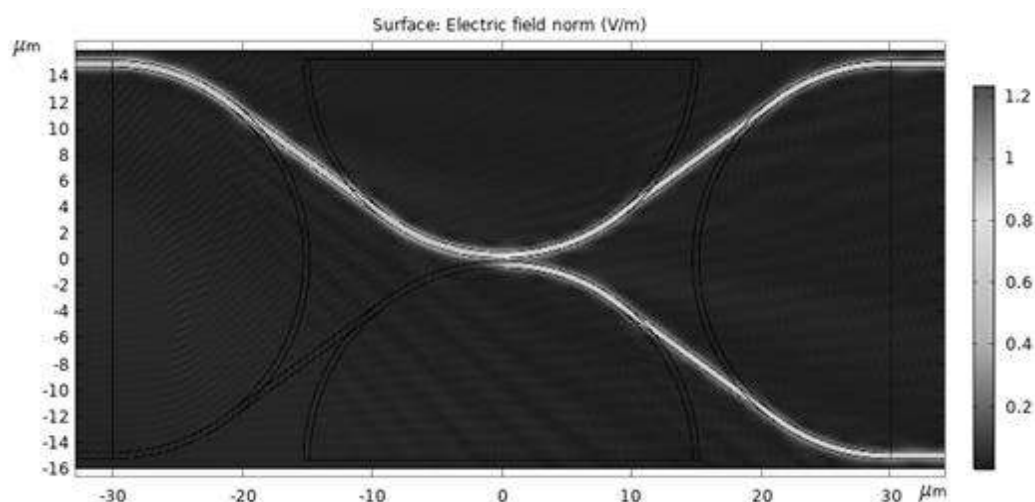


Рис. 6. Результат моделирования светоделителя (коэффициент деления 0,5) на нитриде кремния для длины волны 1,55 мкм. График демонстрирует как близость коэффициента к 0,5, так и почти полное отсутствие потерь

1. J.C.F. Matthews, A. Politi, A. Stefanov, J.L. O'brien, *Nature Photonics*, **3(6)**, 346-350, (2009).
2. B.J. Smith, D. Kundys, N. Thomas-Peter, P.G.R. Smith, I. A. Walmsley, *Optics Express*, – **17(16)**, 13516-13525, (2009).
3. I.B. Djordjevic, *IEEE Photonics Journal*, **2(1)**, 81-91, (2010).
4. В.С. Герасименко. *Аннотированный сборник научно-исследовательских выпускных квалификационных работ бакалавров Университета ИТМО / под ред. д.т.н., профессора В.О. Никифорова. Сборник трудов*, 147-149, (2018).

ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ДВУХ ЧИРПИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Лю С., Мельник М.В., Опарин Е.Н., Жукова М.О.,
Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведена экспериментальная апробация формирования последовательности субимпульсов во временной структуре и соответствующего ей квазидискретного спектра путем интерференции двух фазомодулированных терагерцовых импульсов. Продемонстрирована связь между временной последовательностью субимпульсов и квазидискретным спектром. Эта связь позволяет кодировать информацию во временной структуре, путем удаления ее отдельных субимпульсов вырезая спектральные линии в соответствующем квазидискретном спектре. Данный метод позволит создавать устройства и системы связи в ТГц диапазоне частот, которые смогут работать при комнатной температуре.

В настоящее время идет активное внедрение связи пятого поколения (5G) в существующие системы, но прогресс в развитии коммуникаций не останавливается. 6G - технология, считается в 100-1000 раз [1] более быстрой, чем 5G, и планируется внедриться в нашу жизнь в ближайшие десять лет [2]. Благодаря уникальным характеристикам терагерцового (ТГц) диапазона, ТГц технологии соответствуют и удовлетворяют требованиям 6G [3]: сверхширокий диапазон (диапазон 0,06-10 ТГц для ТГц диапазона), сверхвысокая скорость передачи данных (до 1 Тбит/с) и связи с малой задержкой (менее 0,1 мс). Реализация этих новейших технологий основана на сверхбыстрых методах кодирования и декодирования информации в ТГц диапазоне частот. Например, квазидискретный ТГц суперконтинуум, полученный с помощью интерференции двух ТГц импульсов, может быть использован для достижения скорости передачи данных 34,1 Гбит/с [4]. Один из многообещающих методов кодирования данных основан на вырезании спектральных линий в квазидискретном спектре, которые соответствуют отдельным субимпульсам во временной последовательности. Перспективы этого метода были показаны как экспериментально [5], так и аналитически [6]. Однако в этих двух работах упомянутый метод был реализован только в ближнем ИК диапазоне. Данное исследование посвящено дальнейшему развитию упомянутого метода для работы в ТГц диапазоне, используя два чирпированных ТГц импульса.

В работе используется экспериментальная схема ТГц спектрометра с разрешением во времени [7]. Генерация ТГц излучения идет в кристалле InAs помещенный в магнитное поле 2,4 Т [8] за счет оптического выпрямления при воздействии фемтосекундного излучения. В качестве источника фемтосекундного излучения используется эрбиевый лазер с параметрами: центральная длина волны 1050 нм, энергия в импульсе 70 нДж, частота следования 70 МГц, длительность импульса 100 фс. В результате генерируется ТГц излучение длительностью 1,8 пс и шириной спектра 1,5 ТГц. Детектирование ТГц излучения происходит, используя стандартную электрооптическую схемы на кристалле CdTe. Известно, что в результате двухлучевой интерференции формируется квазидискретный спектр [4]. В данной работе также используется интерферометр Майкельсона перед генератором ТГц излучения, для создания двух последовательных ТГц импульсов. Далее эти импульсы попадают в металлическую иглу, где уже формируются два последовательных фазомодулированных импульса [9]. В случае, когда задержка между этими двумя

импульсами меньше их длительности, происходит формирование последовательности субимпульсов в результате интерференции. Результат этой интерференции приведен на рисунках 1 и 2.

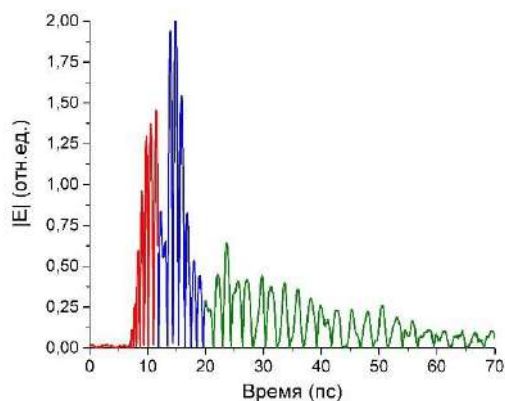


Рис. 1. Временная структура результата интерференции двух чирпированных ТГц импульсов

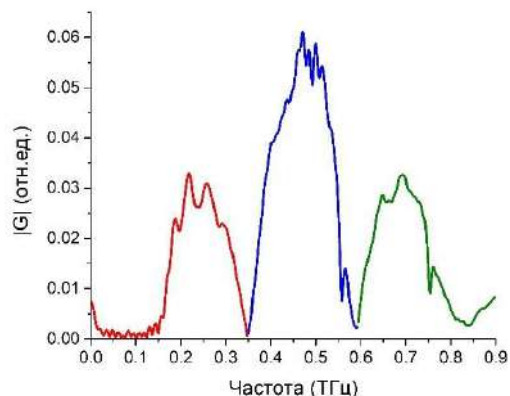


Рис. 2. Спектр результата интерференции двух чирпированных ТГц импульсов

Из рисунка видно, что в процессе интерференции происходит формирование отдельных субструктур во временной области, а также формирование квазидискретного спектра. Также помимо интерференции в процессе распространения импульсов в металлической игле происходит их чирпирование, благодаря чему между результирующими временной и спектральной структурами есть соответствие, представленное на рисунках 1 и 2 цветами. Благодаря наличию такого соответствия возможно кодировать информацию во временной структуре удаляя субимпульсы путем вырезания соответствующих пиков в спектре с помощью фильтров [5,6].

1. J.G. Andrews et al., *IEEE J. on selected areas communications*, **32**, 1065 (2014).
2. A. Yastrebova et al., *2018 10th International Congress on Ultra Modern Telecommunications and Control Systems and Workshops (ICUMT)*, 1 (2018).
3. T.S. Rappaport et al., *IEEE Access*, **7**, 78729 (2019).
4. Y.V. Grachev et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **30**, 103 (2017).
5. A. Тсупкин and S. Putilin, *Appl. Phys. B*, **123**, 44 (2017).
6. M. Melnik et al., *Appl. Phys. B*, **125**, 98 (2019).
7. Y.V. Grachev, M.O. Osipova, and V.G. Bepalov, *Quantum Electron.*, **44**, 1170 (2014).
8. V. Bepalov et al., *J. Opt. Technol.*, **75**, 636 (2008).
9. R.W. McGowan, G. Gallot and D. Grischkowsky, *Opt. Lett.*, **24**, 1431 (1999).

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ФРАГМЕНТАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Гладских П.В., Гладских И.А., Вартамян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследовано влияние мощного лазерного излучения на серебряные и золотые наночастицы в области дипольного и квадрупольного плазмонного резонанса. После облучения морфология пленок и их оптические свойства значительно изменились.

Благодаря возможности возбуждения коллективных колебаний электронов проводимости в металлических наночастицах, известных как локализованный поверхностный плазмонный резонанс, а также локализации и значительному усилению электромагнитного поля вблизи наночастицы по сравнению с возбуждающим излучением металлические наночастицы благородных металлов находят применения в различных областях науки от биомедицины до нанофотоники. Основной тенденцией исследований в этой области является поиск новых методов получения и модификации металлических наноструктур для точной подстройки их оптических свойств.

Одним из мощных инструментов модификации металлических наночастиц является лазерная модификация. В работе исследовались серебряные и золотые пленки, полученные методом физического осаждения паров металла в вакуумной установке PVD 75 (KurtJ. Lesker) на поверхность сапфировых подложек при комнатной температуре. Толщина серебряных пленок составила 15 нм, золотых – 30 нм. Затем производился термический отжиг для образования отдельных металлических наночастиц при температуре 200 °С для серебряных пленок и 1000 °С в течение одного часа. Так как пленки золота отжигались при более высокой температуре на них был заранее напылен тонкий слой Al_2O_3 для предотвращения контакта наночастиц с атмосферой. После отжига в спектрах экстинкции пленок отчетливо различались два максимума соответствующие дипольным и квадрупольным плазмонным модам. Для облучения образцов использовался импульсный Nd:YAG лазер с длиной волны 355 нм и 532 нм, попадающие в область поглощения дипольного и квадрупольного резонанса, и длительностью импульсов 10 нс.

Действие лазерного излучения на дипольную и квадрупольную моду плазмонного резонанса металлических наночастиц было различным. В обоих случаях в спектрах оптической плотности выжигались постоянные спектральные провалы на длине волны излучения. Кроме того, максимум в области дипольного резонанса расщеплялся на два пика, причем в случае облучения на длине волны 532 нм расщепление было намного сильнее.

Основные отличия связаны с морфологией пленки. Так после облучения третьей гармоникой Nd:YAG лазера наблюдалась фрагментация крупных металлических наночастиц (диаметр около 200 нм) на частицы диаметром менее 50 нм. При этом формируется плотноупакованная структура из близкорасположенных частиц. В данном случае два дипольных резонанса в спектре экстинкции связаны с присутствием в пленке как изначальных крупных частиц, так и фрагментированных маленьких частиц.

После облучения лазером в область дипольного резонанса в пленке присутствовали и изначальные крупные частицы, и сложная нитевидная структура, сформированная в процессе облучения. Для такой структуры плазмонный резонанс может быть эквивалентен металлическим наностержням, т.е. иметь два максимума, соответствующие колебаниям вдоль (длинноволновый) и поперек (коротковолновый) стержня.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Yb}:(\text{Y},\text{Sc})_2\text{O}_3$

Лукьяшин К.Е., Шитов В.А., Максимов Р.Н., Тоши Г.*

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*Национальный Институт оптики, г. Флоренция, Италия

Приводятся данные по синтезу оптических керамик на основе твердых растворов полупрозрачных оксидов иттрия и скандия, активированных иттербием, посредством твердофазного спекания наночастиц сложного состава, полученных методом лазерной абляции. Сообщаются результаты исследования спектроскопических и генерационных характеристик керамик.

В настоящее время моно- и поликристаллические материалы на основе полупрозрачных оксидов иттрия, лютеция и скандия, активированные ионами иттербия, привлекли значительное внимание вследствие их потенциального использования в качестве активных сред мощных твердотельных лазеров [1]. По сравнению с монокристаллическими аналогами, керамические элементы обладают рядом важных преимуществ, включая пониженную температуру синтеза, большие размеры и возможность изготовления композиционных образцов с насыщающимся поглотителем [2].

Твердые растворы полупрозрачных оксидов являются более привлекательными для генерации ультракоротких лазерных импульсов и увеличения диапазона плавной перестройки длины волны благодаря разупорядоченной кристаллической структуре и неоднородно уширенным эмиссионным спектрам. В данной работе сообщается о получении прозрачных $\text{Yb}:(\text{Y},\text{Sc})_2\text{O}_3$ керамик с использованием наноразмерных частиц сложного состава, синтезированных в лазерном факеле. Химический состав, морфология, кристаллическая структура и динамика уплотнения синтезированных нанопорошков исследовались с помощью методов ICPMS, ТЕМ, высокотемпературного РФА и дилатометрического анализа. Нанопорошки с различным балансом катионов Y/Sc компактировались в цилиндрические заготовки методом одноосного статического прессования, которые впоследствии спекались в вакуумной печи при температуре 1780 °С в течение 20 часов. Керамики с массовым отношением $\text{Y}/\text{Sc} > 1$ обладали высоким оптическим качеством при коэффициенте пропускания более 80% на длине волны 1100 нм. На основании измеренных сечений поглощения и эмиссии ионов Yb^{3+} , а также времен жизни верхнего лазерного уровня установлено влияние состава образцов на спектроскопические свойства активных ионов. С использованием квазинепрерывной диодной накачки на длине волны 929.4 нм продемонстрирована эффективная генерация лазерной излучения.

Исследования по синтезу и оптической характеристике образцов керамики выполнялись при поддержке проекта РФФИ №18-03-00649 А. Исследование генерационных характеристик выполнено за счет проекта РФФИ №18-53-7815 Итал_т.

1. C. Krankel, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **21**, 1602013, (2015).
2. A. Ikesue, Y.L. Aung, T. Kamimura, S. Honda, Y. Iwamoto, *Materials*, **11**, 271 (2018).

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ ZrO_2 НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КЕРАМИКИ $YAG:Ce$

Лукьяшин К.Е., Ищенко А.В.*

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Сообщаются результаты исследований влияния примеси ZrO_2 на оптические и люминесцентные свойства керамики $YAG:Ce$, попадание которой в образцы вызвано технологическими особенностями синтеза керамики.

Синтез и исследование высокопрозрачной керамики на основе $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) являются одними из актуальных задач исследований в области сцинтилляционной и светоизлучающей техники [1,2]. Однако, не смотря на значительный прогресс в этой области, остаётся не изученным вопрос о влиянии различных примесей на оптические и люминесцентные характеристики YAG керамики. В данной работе рассматривается влияния примеси ZrO_2 на оптические и люминесцентные свойства керамики $YAG:Ce$. Выбор примеси обусловлен использованием в процессе синтеза керамики шаровой мельницы с шарами из оксида циркония стабилизированные иттрием (YSZ), который при дополнительном технологическом измельчении смеси может попадать в синтезируемые образцы. По нашим оценкам при помоле масса шаров уменьшается в среднем на 0.01–0.03 %, а прирост массы шихты может составлять порядка 0.01– 0.1 % и более.

Образцы прозрачной керамики синтезировалась методом твердофазных реакций из нанопорошков (10-15 нм) оксида иттрия и оксида алюминия, взятых в требуемой стехиометрии. Особенности синтеза приведены в [3]. Для исследования влияния примеси ZrO_2 на свойства керамики $YAG:Ce$ синтезирована серия образцов со специально введённым оксидом ZrO_2 в виде нанопрошка без использования промежуточного помола на шаровой мельнице. Массовая доля ZrO_2 в образцах составила 0, 0.06, 0.12, 0.5 и 1 %.

Структура образцов керамики подтверждена с помощью рентгеноструктурного анализа. Состав и морфологические свойства определены с применением оптической, сканирующей электронной микроскопии и энергодисперсионной спектроскопии. Оптические свойства синтезированных образцов изучены с применением абсорбционной, трансмиссионной оптической спектроскопии. Люминесцентные свойства изучены с применением импульсной катодо- и фотолюминесцентной спектроскопии с временным разрешением.

Результаты исследований образцов оптически прозрачной керамики $YAG:Ce$ с дополнительной примесью ZrO_2 представлены в докладе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-08-00117.

1. A. Ikesue, Y.L. Aung, T. Taira, T. Kamimura, K. Yoshida, G.L. Messing, *Annual Review of Materials Research*, **36**, pp. 397-429 (2006).
2. A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida, *J. Am. Ceram. Soc.*, **78**(4), pp. 1033-1040 (1995).
3. V.V. Osipov, A.V. Ishchenko, V.A. Shitov, R.N. Maksimov, K.E. Lukyashin et. al., *Optical Materials*, **71**, pp. 98-102 (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ОПТИЧЕСКИХ НАНОАНТЕНН В РЕЖИМЕ СЛАБОЙ СВЯЗИ

Ризванова К.М., Камалиева А.Н., Торопов Н.А., Варганян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние серебряных наночастиц на флуоресцентные свойства полупроводниковых квантовых точек ядро/оболочка и сплавных квантовых точек в тонком слое.

Плазмонные наноструктуры обладают уникальным свойством: подобно антенне они способны к сильной локализации света на нанометровом масштабе, которая превосходит дифракционный предел. При этом вследствие возникновения плазмонных резонансов в окрестности таких структур наблюдается усиление электрического поля на несколько порядков по сравнению с полем падающей волны. Данный эффект достаточно подробно изучен и успешно применяется, например, при исследовании спектров комбинационного рассеяния различных молекул, адсорбированных на шероховатых поверхностях металлов, при усилении люминесценции молекул красителей, модификация их поглощения, фотохимических конформационных изменений, а также расщепления в спектрах люминесценции сильно связанных систем, таких как плазмонные наностержни и J-агрегаты органических молекул. Данные эффекты могут служить основой при разработке химических сенсоров, излучателей, а также сенсоров изменения состояния биологических молекул.

Полупроводниковые квантовые точки обладают уникальными оптическими свойствами, связанными с эффектом размерного квантования, следовательно, с возможностью настраивать частоту их излучения с помощью изменения размера. По сравнению с органическими молекулами квантовые точки имеют большую фотостойкость, а также могут использоваться для создания излучателей инфракрасного диапазона. При этом излучательные экситонные переходы могут наблюдаться не только при их резонансном возбуждении. В настоящее время синтезирован ряд красителей и полупроводниковых нанокристаллов, имеющих высокий квантовый выход. Однако при помещении их на различные подложки их флуоресценция потушена по сравнению с флуоресценцией растворов, что делает их менее пригодными для ряда прикладных задач. Решением этой проблемы может являться использование плазмонного усиления флуоресценции.

Основным механизмом усиления флуоресценции в последнее время признан эффект Парселла. Данный эффект впервые описан в контексте исследования ядерного магнитного резонанса и определяется как модификация времени жизни спонтанной эмиссии фотонов, испускаемых системой (квантовой точкой, молекулой), при взаимодействии с резонатором. Иными словами, используя металлические наночастицы в качестве резонатора посредством эффекта Парселла можно добиться увеличения квантового выхода флуоресценции систем.

В работе представлены результаты по исследованию влияния серебряных наночастиц на флуоресцентные свойства двух типов полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS: КТ ядро/оболочка и сплавных КТ с максимумами флуоресценции на длине волны 630 нм и 520 нм, соответственно. Исследована зависимость интенсивности флуоресценции квантовых точек от расстояния до плазмонных наночастиц. В качестве разделительного слоя в работе использовался диоксид кремния с толщиной 3, 5, 10 и 13 нм, осажденный в вакуумной камере на поверхность наночастиц серебра. Раствор квантовых точек методом центрифугирования наносился на поверхность наночастиц с изолирующим слоем.

Максимальное усиление флуоресценции для квантовых точек ядро/оболочка достигается при толщине отделяющего от поверхности наночастиц слоя диоксида

кремния 10 нм. При этом для сплавных квантовых точек изолирующий слой не требуется, так как их толстая оболочка достаточно отделяет их от поверхности наночастиц, чтобы исключить тушение.

Исследование кинетики затухания флуоресценции слоев сплавных квантовых точек на поверхности наночастиц серебра, показало, что интенсивность флуоресценции намного выше, чем в аналогичном слое без наночастиц. Поскольку рост интенсивности флуоресценции в присутствии наночастиц сопровождался сокращением ее длительности, зарегистрированный факт естественно связать с ускорением радиационных переходов в поле плазмонных наночастиц, известном как эффект Парселла.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА В ОРГАНО-ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДАМИ ЭКСИТОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Королькова К.А.* , Новак В.Р.** , Селькин А.В.*

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

**«ООО НТ-МДТ Спектрум Инструментс», Москва, г. Зеленоград, Россия

Исследованы низкотемпературные ($T=2\text{K}$) спектры зеркального и диффузного отражения света от кристаллов CdS с нанесенными на их поверхность органическими пленками Ленгмюра-Блоджетт, содержащими разное количество монослоев органических молекул. Проанализировано влияние толщины пленок на формирование резонансных экситонных спектров при наклонном падении света. Обнаружен эффект сильной приповерхностной локализации экситонной поляризации вблизи частоты $\omega_s \approx 2548.2 \text{ meV}$, что указывает на непосредственное воздействие пленки на структуру волновой функции экситона в области интерфейса.

Интерес к разработкам и возможности изготовления оптико-электронных приборов на основе органо-полупроводниковых твердотельных структур остается весьма высоким и стабильным на протяжении уже не одного десятилетия [1-3]. С одной стороны, это обусловлено относительно невысокими технологическими усилиями на практическую реализацию соответствующих устройств, с другой стороны, открываются перспективные направления в области чисто научных, фундаментальных исследований. В этой связи, с точки зрения оптической спектроскопии, особый интерес должны представлять исследования, относящиеся к изучению органо-полупроводниковых систем, в которых одновременно проявляются специфические (полупроводниковые) характеристики экситонов Ванье-Мотта и резонансные оптические свойства органического материала [4,5].

В настоящей работе исследованы низкотемпературные ($T=2\text{K}$) спектры зеркального и диффузного отражения света от кристаллов сульфида кадмия CdS с нанесенными на их поверхность органическими пленками Ленгмюра-Блоджетт [6], содержащими разное количество монослоев (МС) органических молекул. Проанализировано влияние толщины пленок (2, 6, 12, 18, 24, 36 МС) на формирование резонансных экситонных спектров при наклонном падении света (под углами $\theta = 8^\circ$, 45° и 80°).

Выполнена обработка экспериментальных спектров в рамках теоретической модели, основанной на обобщенных дополнительных граничных условиях (ОДГУ) (1), и продемонстрирован характер изменения теоретических спектров отражения в зависимости от численных значений параметров теории. Показано, что в рамках ОДГУ удается найти значения параметров, позволяющие воспроизвести принципиальные детали экспериментальных спектров (прежде всего, дополнительный пик отражения на частоте ω_s), которые не обнаруживаются при использовании классических дополнительных граничных условий Пекара, предполагающих отсутствие экситонной поляризации на границе раздела.

В допущениях модели ОДГУ становится возможным более точное описание особенностей экспериментальных спектров. На рис. (слева) схематически представлены дисперсионные кривые поперечных нормальных волн 1 и 2 в спектральной области оптического перехода в экситонное состояние $A_{n=1}$ кристалла CdS для поляризации света $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ (\mathbf{C} - оптическая ось кристалла) в пренебрежении объемным диссипативным затуханием. Кривая 1 во всем рассматриваемом частотном

интервале и кривая 2 в области $\omega \geq \omega_L$ характеризуют распространяющиеся (поляритонные) моды, в то время как кривая 2 в области $\omega < \omega_L$ описывает чисто затухающую (эванесцентную) моду, степень локализации которой близки интерфейсу растет по мере уменьшения частоты ω (увеличивается $\text{Im} K_2$, $K_2 = k_0 n_2$).

На рис. (справа) качественно показаны пространственные распределения (в фиксированный момент времени) вещественных частей $P_1(z)$ и $P_2(z)$ экситонной поляризации при разных значениях текущей частоты $\omega = \omega_a, \omega_b, \omega_c$ (соответствующие панели обозначены как (a), (b), (c)).

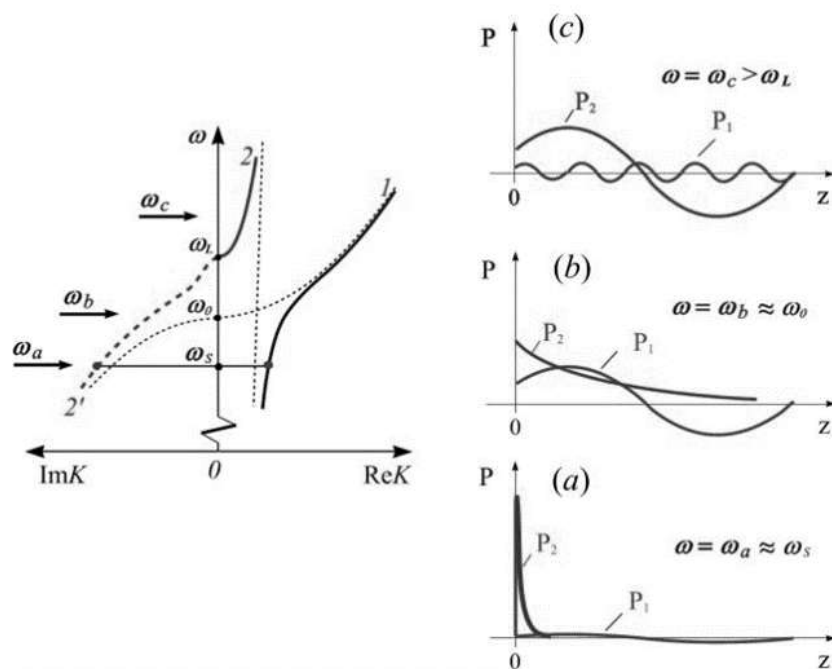


Рисунок. Схематическое представление дисперсионных кривых (слева) нормальных мод 1 и 2 в области экситон-поляритонного состояния и пространственного распределения (справа) поля экситонной поляризации для этих мод на разных частотах $\omega_a, \omega_b, \omega_c$ падающего света

При этом панель (a) иллюстрирует ситуацию, когда экситонная поляризация на частоте $\omega_a \approx \omega_s$ практически полностью сосредоточена в эванесцентной моде 2 ($P_2 \gg P_1$). В соответствии с полученными нами экспериментальными данными (выше приведенное значение частоты ω_s) область L_{loc} пространственной локализации экситона (эффективная глубина экспоненциального спада поляризации $P_2(z)$ при $P_1(z) = 0$) составляет $L_{loc} \approx 4$ nm.

Обнаружен эффект сильной приповерхностной локализации экситонной поляризации вблизи частоты $\omega_s \approx 2548.2$ meV в образцах покрытых ленгмюровскими пленками, что указывает на непосредственное воздействие пленки на структуру волновой функции экситона в области интерфейса.

Учитывая тот факт, что используемая ленгмюровская пленка характеризуется заметной полосой поглощения, накрывающей спектральную область резонансного оптического перехода в рассматриваемое экситонное стояние $A_{n=1}$ кристалла CdS, с большой вероятностью можно допустить проявление гибридации на интерфейсе молекулярного экситона Френкеля с экситоном Ваннье-Мотта.

1. V.M. Agranovich, Yu N. Gartstein, M. Litinskaya. Hybrid Resonant Organic-Inorganic Nanostructures for Optoelectronic Applications, *Chem.Rev.* **111**, 5179 (2011).
2. Li Yongfang, Ed. *Organic Optoelectronic Materials*, Springer International Publishing, **91**, 392 pp. (2015).
3. V.M. Agranovich. Hybrid Resonant Organic-Inorganic Nanostructures for Optoelectronics, *Nanostructures: Physics and Technology*, 25th Int. Symposium, Russia, p.313 (2017).
4. Michael Sloatsky, Xiaoze Liu, Vinod M. Menon, and Stephen R. Forrest. Room Temperature Frenkel-Wannier-Mott Hybridization of Degenerate Excitons in a Strongly Coupled Microcavity, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 076401 (2014).
5. V.M. Agranovich, La Rocca. *Solid State Commun.* **135**, 544 (2005).
6. Л.М. Блинов. ЛЭНГМЮРОВСКИЕ ПЛЕНКИ. *УФН* **155**, 3, 443 (1988).

СТАБИЛЬНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОКРИСТАЛЛОВ ПЕРОВСКИТА, ВНЕДРЕННЫХ В ПОРИСТЫЕ СТЕКЛА

Матюхина А.И.¹, Соколова А.В.¹, Черевков С.А.¹, Курдюков Д.А.²,
Голубев В.Г.², Баранов А.В.¹, Ушакова Е.В.¹

¹Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В работе были получены композитные материалы путем внедрения нанокристаллов с симметрией типа перовскит различного химического состава в пористые стекла. Показана высокая стабильность оптических свойств полученных материалов при длительном воздействии ультрафиолетового излучения.

Область исследований, связанных с материалами с симметрией типа перовскит, на сегодняшний день является одной из самых быстроразвивающихся. Это связано с уникальными оптоэлектронными свойствами этих материалов [1–3]. Они могут использоваться в качестве активных элементов в различных устройствах фотовольтаики: лазерные источники [4], диодные структуры [5], солнечные батареи [6] и др. Однако стабильность данных материалов в условиях атмосферы на сегодняшний день остается проблемой, препятствующей их активному применению. Одним из перспективных методов, позволяющих повысить стабильность материалов с кристаллической структурой типа перовскит, является использование защитных сред, образованных химически неактивными веществами. Для решения этой задачи применяются полимерные матрицы [7–9], защитные слои из графена [10], кварцевые матрицы [11,12] и др. В зависимости от свойств матрицы открывается возможность управляемо изменять оптические и физические свойства композиционного материала, таких как гибкость, гидрофобность, высокая термостабильность.

В данной работе в качестве защитной среды были выбраны пористые стеклянные матрицы [13], синтезированные путем выщелачивания натриево-боросиликатного стекла. Размер и объем пор матрицы контролируется путем изменения режима термообработки и условий выщелачивания. Пористые стекла, используемые в работе, обладали средним размером пор 8 нм, объем пор составлял 15%. Нанокристаллы (НК) с симметрией типа перовскит были синтезированы согласно методике, приведенной в [14]. В результате были получены НК перовскита, излучающие на разных длинах волн в зависимости от химического состава: $\text{CsPb}(\text{Cl}/\text{Br})_3$ – «голубые» НК, CsPbBr_3 – «зеленые» НК и CsPbI_3 – «красные» НК. Средний размер НК составлял 8 ± 1 , 10 ± 4 и 13 ± 5 нм, соответственно. Путем капиллярной пропитки пористых стекол НК внедрялись из коллоидного раствора. Данная матрица была выбрана исходя из требований обеспечить равномерность внедрения НК, для получения однородного фотолюминесцентного (ФЛ) сигнала, а также для исследования стабильности оптических свойств НК при негативном воздействии ультрафиолетового (УФ) излучения.

Спектры поглощения образцов зарегистрированы с помощью спектрофотометра UV-3600 (Shimadzu), с интегрирующей сферой ISR-3100. Рабочий диапазон сферы 220–2600 нм. Спектры коллоидных растворов НК представлены с учетом вклада растворителя. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) коллоидных растворов НК зарегистрированы с помощью спектрофлуориметра Cary Eclipse (Varian). Спектры ФЛ композитных материалов получены с помощью конфокального люминесцентного микроскопа LSM710 (Zeiss). Исследование кинетики затухания ФЛ было проведено с использованием конфокального микроскопа MicroTime100 (PicoQuant), в котором реализован метод время-коррелированного счета одиночных фотонов. Кинетика

затухания ФЛ наноструктурированных образцов регистрировалась многократного в разных областях образца, а затем усреднялась.

Оптические свойства композитных материалов были исследованы сразу после внедрения НК в стекла и представлены на рис. 1, спектральные параметры сведены в Табл. 1.

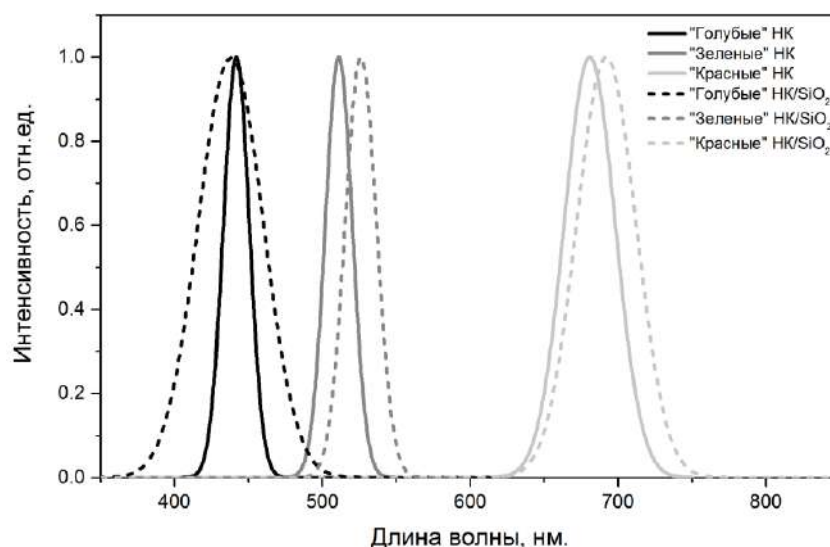


Рис. 1. Спектры ФЛ НК перовскита в коллоидных растворах (сплошные линии) и в пористых стеклах (пунктирные линии)

Образец	Положение пика ФЛ, нм.	Полуширина полосы ФЛ, нм.	Среднее время затухания ФЛ, нс
«голубые» НК	442	21	14±3
«голубые» НК/SiO ₂	438	22	12±1
«зеленые» НК	511	22	28±4
«зеленые» НК /SiO ₂	526	25	24±5
«красные» НК	681	41	110±6
«красные» НК/SiO ₂	690	49	80±5

Таблица 1. Сравнение оптических характеристик НК перовскита в коллоидных растворах и в пористых стеклах

Видно, что после внедрения НК сохраняют свои люминесцентные свойства. Наибольшие изменения наблюдаются для «красных» НК. Среднее время затухания, которых значительно уменьшается. Также для НК данного типа наблюдалась значительная неоднородность распределения в матрице и низкая интенсивность ФЛ. Это, по-видимому, объясняется не соответствием размеров НК с размерами пор матрицы – НК не внедряются в объем матрицы, а остаются на поверхности. В то же время, «голубые» и «зеленые» НК оказались равномерно распределены в порах, что было подтверждено анализом люминесцентных микроизображений образцов.

Стабильность оптических свойств материалов при УФ облучении исследовалась путем воздействия непрерывного излучения УФ лазера с длиной волны 405 нм и плотностью мощности 2.5мкВт. Спектры ФЛ и времена затухания ФЛ записывались с одного и того же участка образца, размером 9х9 мкм. Полученные результаты представлены на рис. 2, 3, оптические параметры сведены в Табл. 2.

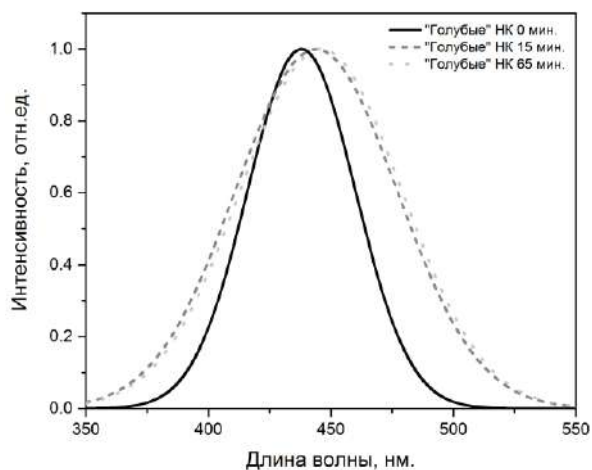


Рис. 2. Спектры ФЛ «голубых» НК перовскита в пористых стеклах при воздействии УФ излучением

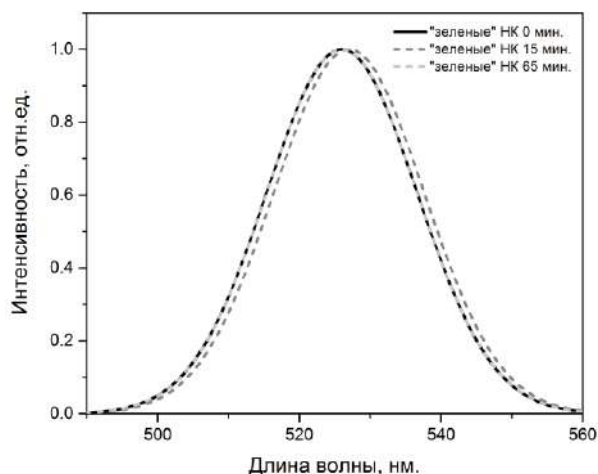


Рис. 3. Спектры ФЛ «красных» НК перовскита в пористых стеклах при воздействии УФ излучением

Образец	Время УФ воздействия, мин.	Положение пика ФЛ, нм	Полуширина полосы ФЛ, нм	Время затухания ФЛ, нс
«голубые» НК/SiO ₂	0	438	22	12
	15	444	33	12
	30	446	33	12
	65	446	33	12
«зеленые» НК/SiO ₂	0	526	25	29
	15	527	25	29
	30	526	25	27
	65	526	25	27

Таблица 2. Оптические характеристик НК перовскита в пористых стеклах в зависимости от времени воздействия УФ излучения

Спустя 15 минут воздействия наблюдается увеличение ширины полосы ФЛ для «голубых» НК и ее смещение в красную область спектра. Однако значение времен затухания ФЛ сохраняется. Для «зеленых» НК спустя 65 минут значительных изменений не наблюдается, что свидетельствует о высокой стабильности данных НК в пористой матрице.

В результате работы было показано, что полученные композитные материалы на основе НК перовскита и пористых стеклянных матриц обладают оптическими свойствами, схожими со свойствами коллоидных растворов НК, и высокой стабильностью к УФ облучению. Полученные результаты являются актуальными для разработки элементов солнечных батарей и источников излучения, для которых важно, чтобы используемый активный материал являлся стабильным к УФ воздействию.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Грант 18-13-00200).

1. H.J. Snaith, *J. Phys. Chem. Lett.* (2013).
2. N. Sestu, M. Cadelano, V. Sarritzu, F. Chen, D. Marongiu, R. Piras, M. Mainas, F. Quochi, M. Saba, A. Mura, and G. Bongiovanni, *J. Phys. Chem. Lett.* (2015).
3. S. Yakunin, L. Protesescu, F. Krieg, M. I. Bodnarchuk, G. Nedelcu, M. Humer, G. De Luca, M. Fiebig, W. Heiss, and M. V. Kovalenko, *Nat. Commun.* (2015).
4. H. Zhu, Y. Fu, F. Meng, X. Wu, Z. Gong, Q. Ding, M.V. Gustafsson, M.T. Trinh, S. Jin, and X.Y. Zhu, *Nat. Mater.* (2015).
5. S. Adjokatse, H.H. Fang, and M.A. Loi, *Mater. Today* (2017).
6. N.K. Noel, S.D. Stranks, A. Abate, C. Wehrenfennig, S. Guarnera, A. A. Haghighirad, A. Sadhanala, G.E. Eperon, S.K. Pathak, M.B. Johnston, A. Petrozza, L. M. Herz, and H.J. Snaith, *Energy Environ. Sci.* (2014).
7. C.C. Lin, D.H. Jiang, C.C. Kuo, C.J. Cho, Y.H. Tsai, T. Satoh, and C. Su, *ACS Appl. Mater. Interfaces* (2018).
8. G. Huang, Y. Huang, W. Xu, Q. Yao, X. Liu, C. Ding, and X. Chen, *Chinese Chem. Lett.* (2018).
9. E. Bagherzadeh-Khajehmarjan, A. Nikniazi, B. Olyaeefar, S. Ahmadi-Kandjani, and J.-M. Nunzi, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **192**(April 2018), 44–51 (2019).
10. L. Zhao, H. Tian, S. H. Silver, A. Kahn, T. L. Ren, and B. P. Rand, *Joule* (2018).
11. C. Sun, X. Shen, Y. Zhang, Y. Wang, X. Chen, C. Ji, H. Shen, H. Shi, Y. Wang, and W. W. Yu, *Nanotechnology* (2017).
12. H.C. Wang, S.Y. Lin, A.C. Tang, B.P. Singh, H.C. Tong, C.Y. Chen, Y.C. Lee, T. L. Tsai, and R.S. Liu, *Angew. Chemie - Int. Ed.* (2016).
13. С.А. Багнич, В.Н. Богомолов, Д.А. Курдюков, П.П. Першукевич, Фосфоресценция ароматических соединений в пористой матрице натриево-боросиликатного стекла и их взаимодействие со стенками пор / ФТТ. -1995. - Т. 37. - № 10.- С. 2919-2986.
14. L. Protesescu, S. Yakunin, M.I. Bodnarchuk, F. Krieg, R. Caputo, C.H. Hendon, R. X. Yang, A. Walsh, and M.V. Kovalenko, *Nano Lett.*(2015).

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК С ПОМОЩЬЮ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Степанова М.С., Захаров В.В., Хавлюк П.Д., Дубавик А.Ю.,

Ушакова Е.В., Вениаминов А.В., Рогач А. Л.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

С помощью лазерной сканирующей конфокальной микроскопии был получен эффект изменения флуоресценции углеродных точек при воздействии ультрафиолетовым излучением. Обнаружено необратимое повышение интенсивности люминесценции и сдвиг максимума спектра в коротковолновую область на 50 нм.

Углеродные точки — это перспективный класс флуоресцентных наночастиц на основе углерода, на поверхности которых могут присутствовать функциональные группы. Углеродные точки обладают рядом преимуществ: доступность и простота синтеза, перестраиваемая по длине волны люминесценция, высокая фотостабильность и биосовместимость с потенциалом применения в биоимаджинге [1-3].

Углеродные точки были синтезированы сольвотермальным методом: лимонную кислоту и этилендиамин растворяли в воде. Полученный раствор нагревали в течение 5 часов при температуре 200°C и затем охлаждали до комнатной температуры. Образец для исследования представляет собой пленку, полученную из водного раствора с высокой концентрацией углеродных точек методом испарения. При воздействии лазером с длиной волны 405 нм на участок образца размером 50x50 мкм наблюдалось увеличение интенсивности люминесценции и пропускания света (рис. 1).

На рис. 1 приведены зависимости интенсивности люминесценции и пропускания в плёнке из углеродных точек от экспозиции лазера. Зависимость интенсивности люминесценции от времени воздействия имеет экспоненциальный характер. На рис. 2 (справа) приведены спектры люминесценции участков плёнки из углеродных точек до (1) и после (2) воздействия лазером. Вместе с увеличением интенсивности в 2 раза, наблюдается коротковолновый сдвиг максимума люминесценции на 50 нм.

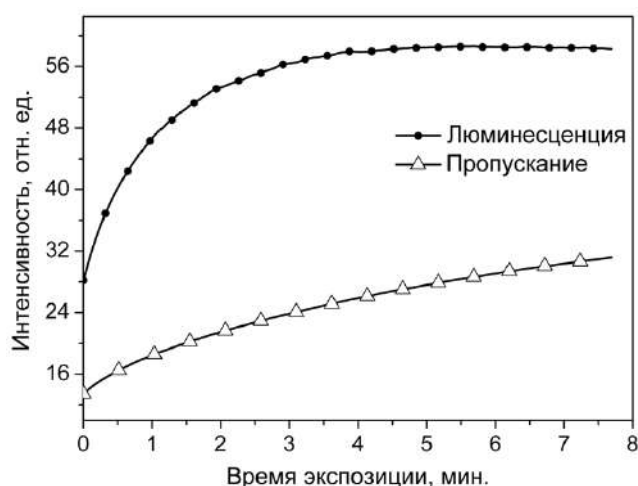


Рис. 1. Зависимость интенсивности люминесценции и пропускания плёнки из углеродных точек от времени воздействия лазером

Изменение интенсивности и сдвиг максимума спектра люминесценции при воздействии лазером является необратимым процессом и вызвано фотовоздействием на внутреннюю структуру углеродных точек. Эти процессы не зависят от температуры окружающей среды и не обусловлены локальным термическим нагревом

возбуждающего лазера в области засветки. Для подтверждения этого при помощи температурной приставки Linkam были изучены оптические свойства полученной пленки в диапазоне температур от -200°C до 200°C. В результате термического отжига при температуре 200°C интенсивность люминесценции уменьшалась, а сдвиг максимума спектра не наблюдался, при этом при возврате к комнатной температуре наблюдалось восстановление исходных значений интенсивности люминесценции. При понижении температуры до -200°C происходит увеличение интенсивности люминесценции образца, но и в этом случае реакция является обратимой.

Полученный эффект может быть использован для создания термостабильных флуоресцентных меток, физических размер которых ограничен дифракционным разрешением оптики (~200-300 нм), используемой для воздействия.

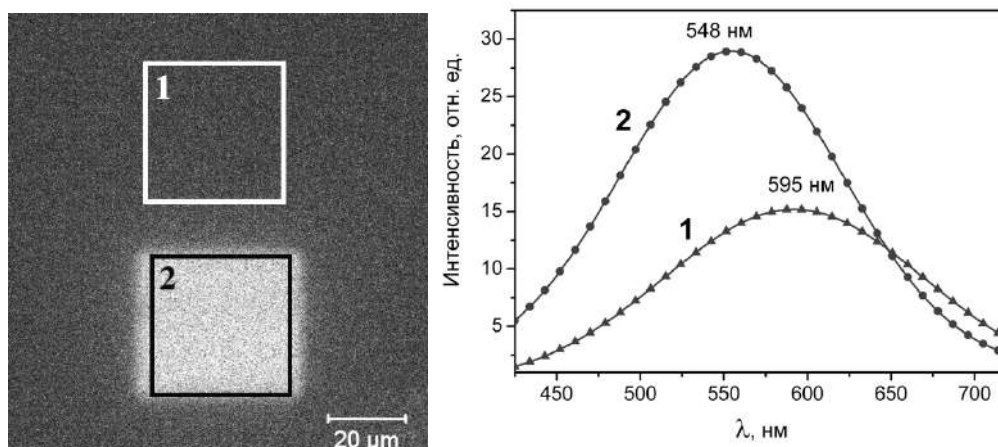


Рис. 2. Флуоресцентное изображение (слева) и спектр люминесценции (справа) плёнки из углеродных точек до (1) и после (2) воздействия лазером с длиной волны 405 нм

1. Yuan Xiong, Julian Schneider, Elena V. Ushakova, Andrey L. Rogach, *Nano Today*, **23**, №16, 124-139, (2018).

2. Е.А. Карпушкин, Е.С. Харочкина, А.Р. Ярчук, М.О. Галлямов, В.Г. Сергеев, *Журнал общей химии*, **87**, №12, 2044-2051, (2017).

3. Katerina Hola, Maria Sudolska, Sergii Kalytchuk, Dana Nachtigallova, Andrey L. Rogach, Michal Otyepka, Radek Zboril, *ASCNano*, **11**, 12402-12410, (2017).

**ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ Tm³⁺, Er³⁺ И Yb³⁺ В
ФТОРФОСФАТНОМ СТЕКЛЕ В ПРОЦЕССЕ АП-КОНВЕРСИИ
ИК ИЗЛУЧЕНИЯ: ОСОБЕННОСТИ ПРИ НИЗКОЙ
КОНЦЕНТРАЦИИ Tm³⁺ И Er³⁺**

Колобкова¹ Е.В., Ходасевич² И.А., Грабчиков² А.С., Никоноров Н.В.¹

¹ITMO University, St. Petersburg, Russia

²V.I.Stepanov Institute of Physics NAS of Belarus, Minsk, Belarus

e-mail; a.grabtchikov@dragon.bas-net.by

Приводятся данные по измерению характеристик ап-конверсионной люминесценции. Исследованы спектральные характеристики видимого испускания фторфосфатных стекол с постоянной концентрацией иттербия (5%) и изменяющейся концентрацией эрбия (10^{-5} - 10^{-3} %).

Возбуждение осуществлялось непрерывным излучением диодного лазера с длиной волны 970 нм. Спектры демонстрируют наличие зеленых полос эрбия в области 520 -560 нм и красной полосы в области 650-660 нм. Особенностью полученных данных явилось присутствие также полосы в области 480 нм, которую мы отнесли к ап-конверсионному излучению ионов туллия, присутствующих в сопоставимом количестве в исходной шихте. Несмотря на трехфотонный механизм возбуждения люминесценции в тулии её интенсивность превышала интенсивность двухфотонно возбуждаемой зеленой люминесценции эрбия в диапазоне концентраций 10^{-5} – 10^{-3} %. В докладе будут проанализированы вероятные механизмы энергообмена в таких условиях и обсуждены вероятные причины кластеризации РЗИ при низкой концентрации.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ ДЛЯ ТЕРМОМЕТРИИ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Матросова А.С.***, Евстропьев С.К.*, Мионов Л.Ю.*,
Комаров А.В.**, Демидов В.В.**, Никоноров Н.В.*

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**НПО ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты экспериментального исследования макета волоконно-оптического сенсорного устройства для измерения температуры окружающей среды и детектирования УФ излучения, принцип работы которого основан на температурном тушении люминесценции. В качестве чувствительного элемента сенсора использовалась композиция на основе фотополимера, в состав которого введены комплексные соединения европия с 2-нафтоилтрифторацетоном и триоктилфосфиноксидом.

На протяжении двух последних десятилетий на практике активно внедряются сенсорные устройства различной конструкции для непрерывного контроля параметров окружающей среды (температуры, давления, деформации, вибрации и т.д.). Из всего многообразия существующих датчиков выделяют волоконно-оптические, преимуществами которых относительно аналогичных по функциям устройств другого типа являются возможность детектирования параметров внешней среды в удаленных и труднодоступных местах, устойчивость к воздействию электромагнитного излучения и радиации, компактность, надежность, высокая точность измерений [1]. Для ряда приложений перспективным представляется использование волоконно-оптических датчиков люминесцентного типа, отличающихся быстродействием и высокой чувствительностью [2].

Цель настоящей работы заключалась в создании и исследовании макетов волоконно-оптических элементов (ВОЭ) простой конструкции, принцип работы которых построен на явлении температурного тушения люминесценции, для измерения температуры окружающей среды и детектирования УФ излучения.

Для создания макета термочувствительного ВОЭ была синтезирована композиция на основе фотополимера (эпоксикарилата), в состав которой введены комплексные соединения европия (Eu^{3+}) с 2-нафтоилтрифторацетоном и триоктилфосфиноксидом. Известно [3], что эта композиция характеризуется сильным поглощением в ближней УФ области спектра и ярко выраженной люминесценцией на длине волны $\lambda = 615$ нм (рис. 1), соответствующей полосе электронного перехода $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$.

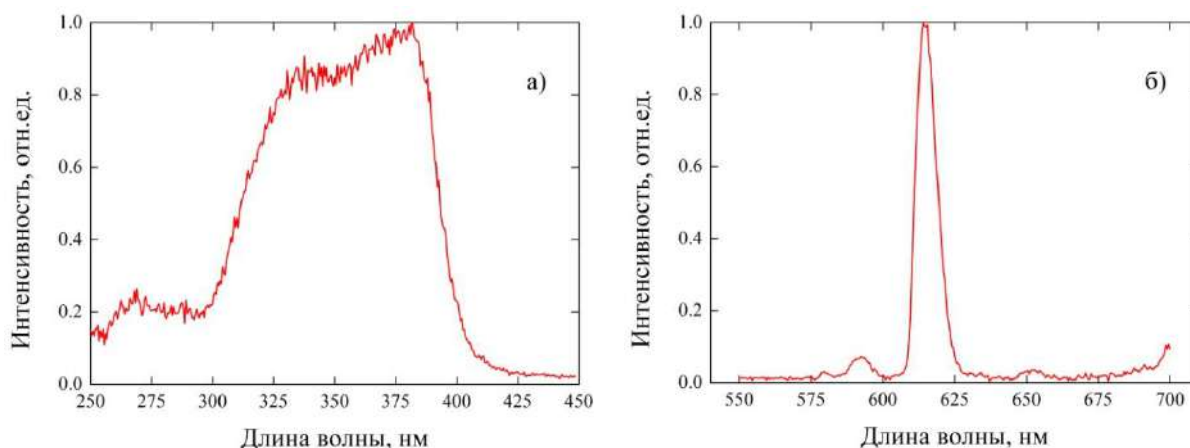


Рис. 1. Спектры возбуждения люминесценции ($\lambda_{\text{ex}} = 350$ нм) (а) и люминесценции ($\lambda_{\text{em}} = 615$ нм) (б) комплексов Eu^{3+} в составе фотоактивной полимерной композиции

Конструкция ВОЭ состояла из многомодового волоконного световода и кварцевого капилляра с внутренним диаметром 0,45 мм длиной 2 см, заполненного фотоактивной полимерной композицией. В связи с необходимостью передачи одновременно возбуждающего излучения УФ диапазона и преобразованного фотоактивной композицией излучения видимого диапазона для экспериментального исследования был выбран световод с сердцевиной из кварцевого стекла с низким содержанием ОН групп диаметром 400 мкм, который характеризовался коэффициентом пропускания более 90 %/м в спектральной области от 350 до 650 нм. Два отрезка такого световода длиной 7 м каждый с механически очищенными от защитного покрытия и отполированными торцами были помещены с двух противоположных сторон в кварцевый капилляр вплотную к фотоактивной композиции, отверждение которой осуществлялось под воздействием излучения УФ лампы в течение 1 мин.

Заметим, что синтезированная фотоактивная композиция характеризовалась высокой оптической плотностью, позволяющей осуществлять возбуждение люминесценции и передачу преобразованного оптического сигнала в сравнительно небольшом объеме. По этой причине отрезки световода с двух противоположных сторон капилляра были подведены почти вплотную друг к другу.

Исследование чувствительности ВОЭ к изменению температуры окружающей среды проводилось на экспериментальной установке, схематическое изображение которой представлено на рис. 2.

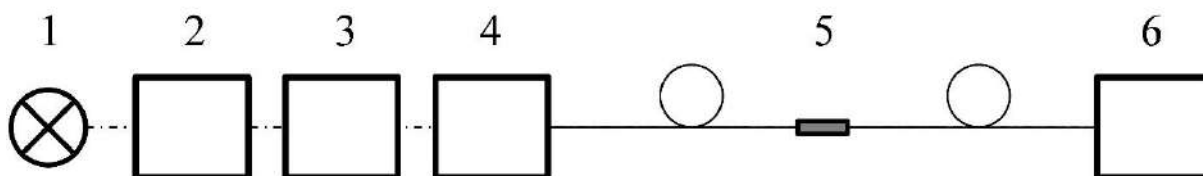


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования чувствительности ВОЭ к изменению температуры: 1 – ксеноновая лампа XBO 150 W/4 (OSRAM, Германия), 2 – монохроматор МДР-23 (ЛОМО, Россия), 3 – модулятор MC1000 (Thorlabs, Германия), 4 – элементы согласования, 5 – ВОЭ, 6 – фотоприемник FPD510-FV (MenloSystems, Германия)

ВОЭ фиксировался на предметном столике таким образом, чтобы излучение от ксеноновой лампы после прохождения через монохроматор и согласующие элементы фокусировалось на входном торце «возбуждающего» световода. Направленный ввод УФ излучения с длиной волны $\lambda = 355$ нм в полость капилляра, заполненную фотоактивной композицией, способствовал проявлению эффекта люминесценции, соответствующей полосе электронного перехода ${}^5D_0 \rightarrow {}^7F_2$. Регистрация преобразованного композицией оптического сигнала на выходном торце «сигнального» световода осуществлялась кремниевым фотоприемником.

Для исследования температурной зависимости интенсивности оптического сигнала на выходе ВОЭ капилляр с чувствительным материалом помещался в климатическую камеру Feutron 3524/58 (Германия). В результате серии испытаний был установлен экспоненциально спадающий характер изменения интенсивности люминесценции фотоактивной полимерной композиции в составе ВОЭ в температурном диапазоне от 20 до 100 °С (рис. 3а). При температурах выше 100 °С использование рассматриваемой композиции в качестве чувствительной среды оказалось нежелательным вследствие деградации свойств комплексного соединения Eu^{3+} с 2-нафтоилтрифторацетоном и триоктилфосфиноксидом.

Отметим, что на достоверность показаний фотоприемника, регистрировавшего распространявшийся по ВОЭ и преобразованный фотоактивной композицией оптический сигнал, существенное влияние оказывало постороннее излучение. По этой

причине для предотвращения искажения результатов испытаний доступ света к капилляру с чувствительным материалом был ограничен.

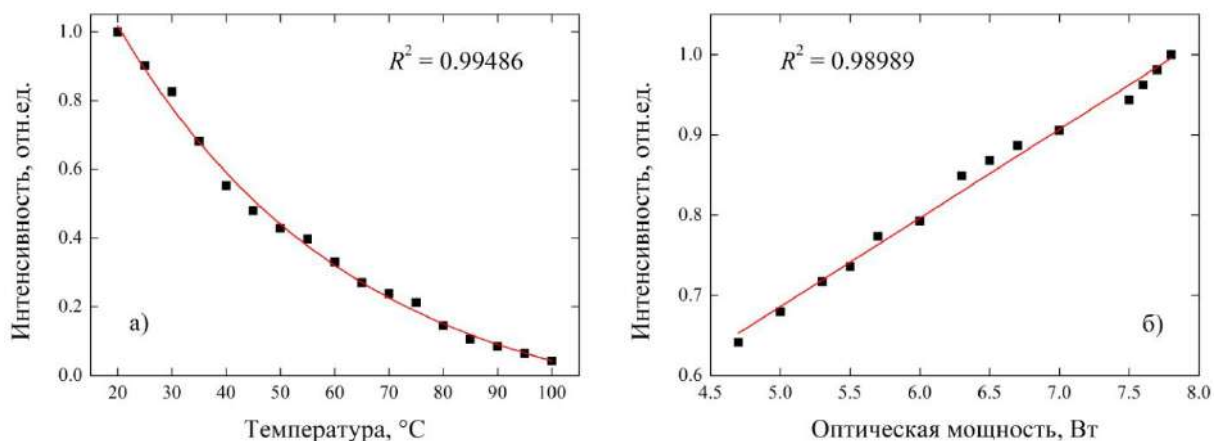


Рис. 3. Зависимость интенсивности оптического сигнала на выходе ВОЭ от температуры (а) и мощности вводимого УФ излучения (б)

Исходя из тех соображений, что полученное комплексное соединение Eu^{3+} с 2-нафтоилтрифторацетоном и триоктилфосфиноксидом характеризуется сильным поглощением в области ближнего УФ диапазона и имеет яркую люминесценцию в видимой части спектра, была экспериментально изучена возможность применения описанного ВОЭ в качестве детектора УФ излучения в окружающей среде. Для проведения такого исследования был изготовлен макет ВОЭ с конструкцией несколько отличной от той, которая использовалась в предыдущем эксперименте. К кварцевому капилляру с идентичными геометрическими параметрами был подведен один отрезок многомодового волоконного световода длиной 2 м. Излучение ксеноновой лампы фокусировалось непосредственно на полость капилляра, заполненную фотоактивной полимерной композицией рассматриваемого состава. Фотоприемник регистрировал интенсивность оптического сигнала в зависимости от мощности излучения ксеноновой лампы. В результате серии опытов был определен квазилинейный характер (параметр достоверности аппроксимации $R^2 \approx 0.99$) зависимости интенсивности оптического сигнала на выходе ВОЭ от мощности вводимого УФ излучения, что наглядно проиллюстрировано на рис. 3б.

Таким образом, проведено экспериментальное исследование макета волоконно-оптического сенсорного устройства на основе фотоактивной композиции из эпоксиакрилата и комплексного соединения Eu^{3+} с 2-нафтоилтрифторацетоном и триоктилфосфиноксидом для измерения температуры окружающей среды. Установлен экспоненциально спадающий характер зависимости интенсивности люминесценции фотоактивной композиции в составе сенсора от температуры в диапазоне значений от 20 до 100 °C, что обусловлено ее температурным тушением. В дополнение, обнаружено квазилинейное изменение интенсивности люминесценции от мощности вводимого УФ излучения, что позволяет рассматривать такое устройство в качестве детектора УФ излучения в окружающей среде.

Исследование спектрально-люминесцентных свойств фотоактивной полимерной композиции выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

1. K.T.V. Grattan, T. Sun, *Sensors and Actuators A: Physical*, **82**, 40-61, (2000).
2. R.G. Jackson, *Novel sensors and sensing*. London: CRC Press, (2004). 512 p.
3. L.Yu. Mironov, S.K. Evstropiev, *Optical Engineering*, **58**, 027113 (2019).

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ДОСТИЖЕНИЯ ОДНОМОДОВОГО РЕЖИМА В ПОЛЫХ АНТИРЕЗОНАНСНЫХ СВЕТОВОДАХ С БОЛЬШОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПЛОЩАДЬЮ МОДОВОГО ПОЛЯ

Ананьев В.А.^{***}, Демидов В.В.^{**}, Никоноров Н.В.^{*}

^{*}Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

^{**}НПО ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты исследований модового состава излучения в полых антирезонансных световодах с большой эффективной площадью поля моды и безузловой структурой капилляров оболочки. Показано, что критерием достижения одномодового режима является высокий уровень затухания высшей моды, обусловленный фазовым согласованием с фундаментальной модой оболочки.

На протяжении последнего десятилетия значительное внимание разработчиков в области волоконной оптики сосредоточено на создании микроструктурированных световодов с полый сердцевиной, принцип локализации излучения в которых основан на эффектах наличия и отсутствия антирезонансных явлений в оболочке [1-3]. Это обусловлено преимуществами таких световодов относительно аналогов, сердцевина которых выполнена из стекла, в том числе возможностью передачи ультракоротких лазерных импульсов высокой мощности, управления дисперсией и нелинейностью, функционирования в средней инфракрасной (ИК) области спектра.

Способы достижения в рассматриваемых оптических элементах одномодового режима базируются на выборе геометрических параметров сердцевин и капилляров оболочки, обеспечивающих подавление распространения излучения модами высшего порядка за счет их фазового согласования с интенсивно затухающими оболочечными модами [4-6]. Целью настоящей работы было исследование упомянутого процесса в полых антирезонансных световодах с большой эффективной площадью модового поля, отличающихся возможностью передачи интенсивных световых потоков в ближней и средней ИК областях спектра.

В качестве базового объекта для исследования использовался полученный ранее квазиодномодовый световод из кварцевого стекла с сердцевинной диаметром 46 мкм (эффективная площадь поля фундаментальной моды более 1000 мкм²) и оболочкой на основе шести неосприкасающихся капилляров [7]. Толщина стенок капилляров составляла около 2,8 мкм, что обеспечивало существование, по меньшей мере, четырех спектральных областей с максимальным пропусканием оптического сигнала – вблизи длин волн 1,3, 1,6, 2,15 и 3,25 мкм.

Оценка эффективности фазового согласования наиболее устойчивой из группы высших направляемых мод (первой высшей моды) и фундаментальной моды оболочки осуществлялась в многофункциональной программной среде COMSOL Multiphysics с применением метода конечных элементов. Для решения этой задачи были численно проанализированы два десятка кросс-секций полого антирезонансного световода упомянутой конструкции с вариацией внешнего диаметра капилляров оболочки (d_{out}) без изменения толщины их стенок, а также внутреннего диаметра опорной оболочки (изменение внутреннего диаметра капилляров (d_{in}) было пропорционально внешнему). На рис. 1 приведены изображения трех характерных кросс-секций и соответствующих им поперечных распределений электрического поля фундаментальной моды на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм.

В частности, рис. 1а иллюстрирует случай $d_{out}/D = 1,0$ (D – диаметр сердцевин), а рис. 1в – случай $d_{out}/D = 0,43$, воспроизводящий кросс-секцию реально полученного световода [7]. Очевиден более интенсивный характер вытеснения электрического поля вглубь оболочки по мере уменьшения d_{out}/D , что находит отражение в монотонном

увеличении эффективной площади поля фундаментальной моды. Как показывают данные Таблицы, это обстоятельство справедливо и при смещении в длинноволновую часть спектра. С другой стороны, оптический элемент, геометрическая конфигурация которого обеспечивает наибольшее значение эффективной модовой площади, может не отвечать условию распространения единственной фундаментальной моды.

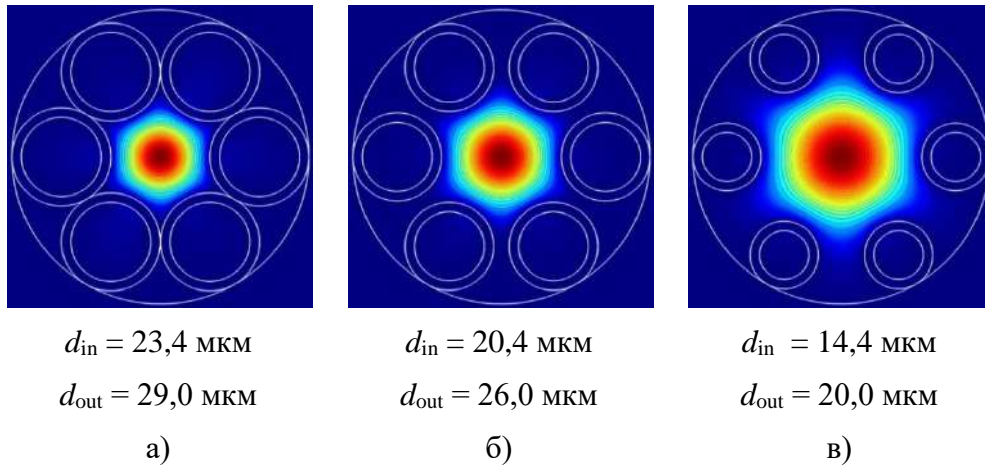


Рис. 1. Эволюция поперечного распределения электрического поля фундаментальной моды полого антирезонансного световода на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм по мере увеличения диаметра сердцевины: $D = 29$ мкм (а), $D = 35$ мкм (б), $D = 47$ мкм (в)

№ п/п	d_{in} , мкм	D , мкм	Эффективная площадь поля фундаментальной моды, мкм ²			
			$\lambda = 1,3$ мкм	$\lambda = 1,6$ мкм	$\lambda = 2,15$ мкм	$\lambda = 3,25$ мкм
1	23,4	29,0	432,6	434,9	437,6	436,0
2	20,4	35,0	634,1	635,2	637,0	639,9
3	14,4	47,0	1134,0	1144,6	1150,5	1159,9

Таблица. Геометрические параметры и вычисленные значения эффективной площади поля фундаментальной моды в полых антирезонансных световодах

Эффективность процесса фазового согласования направляемой первой высшей моды сердцевины и ненаправляемой фундаментальной моды оболочки ($\lambda = 1,3$ мкм), оказывающего влияние на способность световода к достижению одномодового режима передачи излучения, проиллюстрирована на рис. 2.

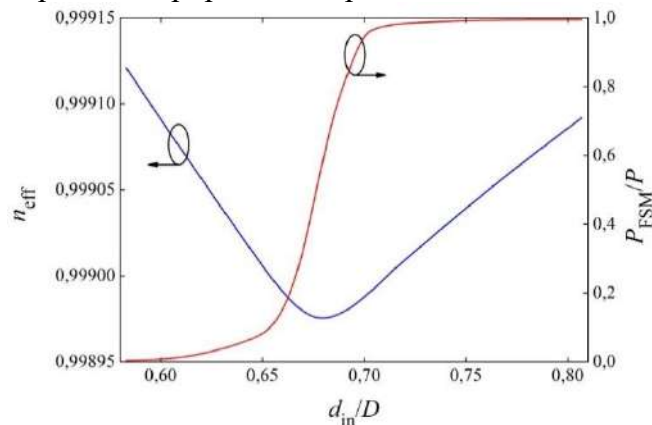


Рис. 2. Характер изменения эффективного показателя преломления в паре «фундаментальная мода оболочки – первая высшая мода сердцевины» (n_{eff}) и доли оптической мощности, переносимой фундаментальной модой оболочки (P_{FSM}), на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм (P – суммарная мощность)

Как видно из приведенных кривых, фазовое согласование модовых компонент происходит в случае $d_{in} \approx 0,68 \cdot D$ при достижении равной доли оптической мощности. В

области значений $d_{in} > 0,70 \cdot D$ превалирует распространение фундаментальной моды оболочки, а $d_{in} < 0,65 \cdot D$ – первой высшей моды сердцевины для рассматриваемого диапазона значений эффективного показателя преломления.

Рис. 3 характеризует величину оптических потерь в паре «фундаментальная мода оболочки – первая высшая мода сердцевины» по мере изменения относительного размера капилляров. В частности, условию фазового согласования модовых компонент $d_{in} \approx 0,68 \cdot D$ отвечает наибольшее из полученных значений оптических потерь, а именно, 25 дБ/м. Это эквивалентно затуханию мощности более чем в 300 раз на длине световода 1 м, что фактически способствует поддержанию распространения только фундаментальной моды сердцевины даже на участках световода длиной в несколько десятков сантиметров.

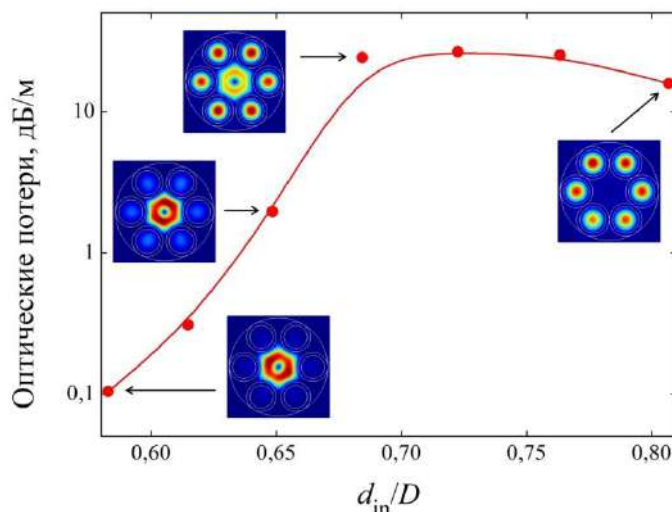


Рис. 3. Оптические потери в паре «фундаментальная мода оболочки – первая высшая мода сердцевины» на длине волны $\lambda = 1,3$ мкм (на вставках приведены поперечные распределения электрического поля, иллюстрирующие процесс фазового согласования мод)

Таким образом, в результате численного анализа для полого антирезонансного световода на основе структуры из шести капилляров с толщиной стенки 2,8 мкм было установлено, что одномодовый режим передачи излучения, обусловленный фазовым согласованием первой высшей моды сердцевины и фундаментальной моды оболочки, достигается при значении внутреннего диаметра капилляров 21,85 мкм. При этом эффективная площадь поля фундаментальной моды составляет 531 мкм².

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

1. A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, S.L. Semjonov, E.M. Dianov, *OpticsExpress*, **19**, 1441-1448, (2011).
2. A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov, *OpticsExpress*, **21**, 9514-9519, (2013).
3. F. Poletti, *Optics Express*, **22**, 23807-23828, (2014).
4. A. Hartung, J. Kobelke, A. Schwuchow, J. Bierlich, J. Popp, M.A. Schmidt, T. Frosch, *Optics Letters*, **40**, 3432-3435, (2015).
5. P. Uebel, M.C. Gunendi, M.H. Frosz, G. Ahmed, N.N. Edavalath, J.-M. Menard, P.St.J. Russell, *Optics Letters*, **41**, 1961-1964, (2016).
6. M.S. Habib, O. Bang, M. Bache, *Optics Express*, **24**, 8429-8436, (2016).
7. В.А. Ананьев, В.В. Демидов, С.О. Леонов, Н.В. Никоноров, *Труды учебных заведений связи*, **5**, 6-14, (2019).

ОПТИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА, КИНЕТИКА В ОСНОВНОМ И В ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЯХ МНОГОАТОМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ

Обухов А.Е.

ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации»
Москва, Россия

В докладе представлены результаты: физических исследований методами оптики и спектроскопии, формируемых внутримолекулярными и межмолекулярными механизмами сверхтонкого электронно-ядерного (квазирезонансного) взаимодействия в условиях кинетики формирования и дезактивации электронных возбуждённых синглетных и триплетных состояний ($S^*_i T_j$ ЭВС) и квартетных и дублетных для ион-катион-радикальных форм ($Q^*_m D_n$ ЭВС) в парах, растворах и конденсированном состоянии. Применены методы: масспектрометрия, хроматография, УФ-, фурье-ИК-, КР-, ЯМР и ЭПР-поглощения, импульсный фотолиз, низкотемпературная люминесценция, УФ- и ИК-лазеры и электроны, феломентация капельных паров, а также использованы результаты квантовохимических расчётов свойств спектров $S^*_i T_j(Q^*_m D_n)$ ЭВС ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ППП/С, ЧПДП/С в рядах N-, O-, S-многоатомных соединений эффективно поглощающих, рассеивающих и хемилюминесцирующих в УФ- и ИК областях спектра при горении [1].

Показано, что природа наведённого накачкой парамагнетизма многоатомных соединений, обусловлена эффективными механизмами внутренней (ВК) и интеркомбинационной конверсии (ИКК) и определена эффективным заселением за время 10^{-12} - 10^{-13} с высоко-возбуждённых $S^*_i T_j(Q^*_m D_n)$ ЭВС, с последующим образованием спектра триплет-триплетного $T_1 \rightarrow T_j$ ($D_m \rightarrow D_n$) поглощения, а также многоступенчатой фотоионизации, как в конденсированном состоянии, так и в растворах и парах. Внутримолекулярные механизмы дезактивации определяют высокую нелинейность изменения спектральных параметров в оптических системах при разных накачках.

Рассмотрена специальная спектральная ЯМР-методика, применимая для изучения процессов самовоспламенения и горения, а также ИК- и СКРС и масспектрометрия для определения энергии диссоциации каждого фрагмента, который образует радикал или радикальную пару, а также оценивали число и относительное содержание протонов гидроксильных -ОН групп, поскольку радикал $\cdot\text{OH}$ является активной частицей цепной реакции горения.

Рассматривается новый спектрально-квантовохимический механизм многоступенчатой ионизации, выброса электрона и воспламенения и горения топлив, содержащих наночастицы в газовой фазе (металлы: Al, Be, Li, Mg, Ti, Zr, Fe, Cr, Co, Cu, Nb, V, Mo, ферроцены и другие), приводящий к увеличению энергоотдачи и тепловыделения, возникновение голубых пламён при хемилюминесценции, ускорение - окисления, зарождения, разветвления, продолжения и обрыва цепных реакций, при фотодиссоциации в континуум, неадиабатической фотодиссоциации и преддиссоциации (рис. 1, г-е), а затем механизмы внутримолекулярной фрагментации керосина на ион-катион-радикалы $\cdot\text{CH}$, $\cdot\text{CH}_2$, $\cdot\text{CH}_3$, $\cdot\text{OH}$, $\cdot\text{CHO}$, эксимплексы и комплексы с переносом заряда как в основном состоянии, так и в ЭВС, до полной атомизации с последующей рекомбинацией и выделения энергии, в условиях действия сверхзвуковых продольных ударных волн: детонации, давления и температуры, для получения высоких удельных импульсов тяги авиационных и ракетных двигателей и чисел Маха $> 3-20$.

Поскольку для большинства соединений углеводородов наблюдается запрет по спине на фосфоресцентный $T_1 \rightarrow S_0$ переход, то при УФ- или ИК монохроматической накачке за время жизни в нижних $T_j(D_n)$ ЭВС соединений среда, состоящая из

углеводородов и продуктов фрагментации разогревается до значений более (4000 – 7000)°K. и приобретает импульс разогретый «горячий» электрон e^- .

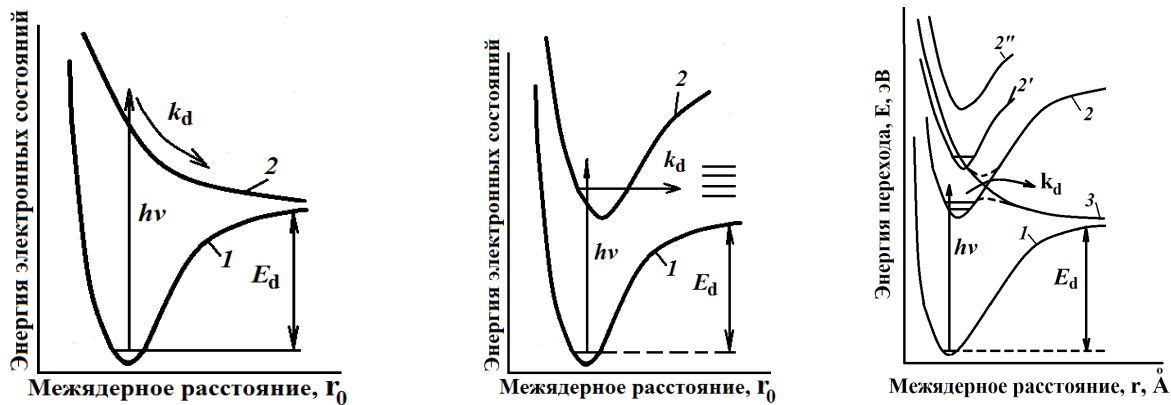
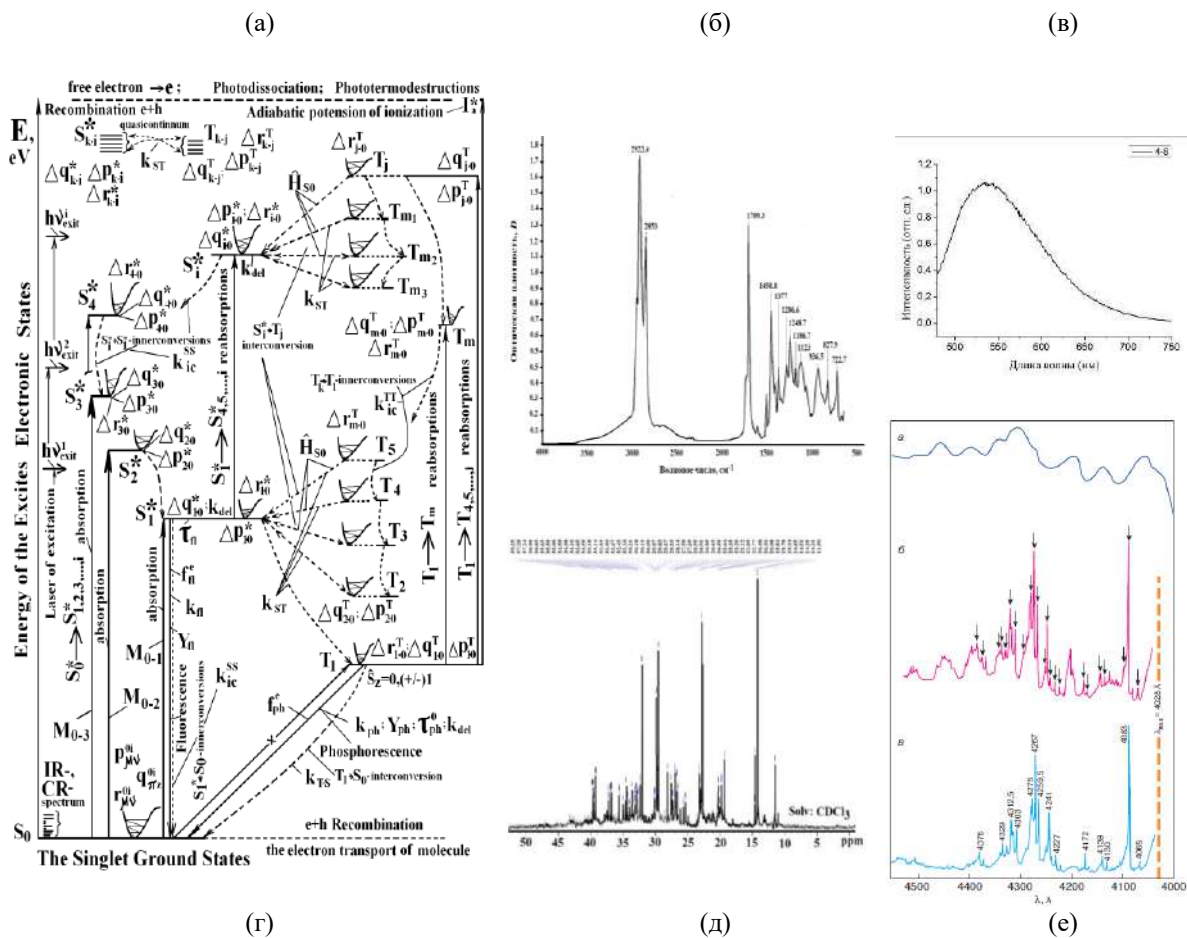


Рис. 1. (а) Многоуровневая полная система излучательных и многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i и T_j) ЭВС (“элементарный акт”) для многоатомных соединений (дублет D^*_m и кватет Q^*_n для ионов). На схеме $\{r_n\}$ - набор собственных частот колебаний атомных групп квазиосцилляторов, формирующих активный волновой пакет при переходах между промежуточными $S^*_{1,...,i}$ и $T_{1,...,j}$ ЭВС; M_{0i} - матричные моменты электрических дипольных переходов $S_0 \rightarrow S^*_{1,...,i}$. Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0-переходов (иначе $S^*_1 \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$), формирующих тонкую структуру электронно-колебательных полос флуоресценции и фосфоресценции и в спектрах наведенных накачкой $S^*_1 \rightarrow S^*_{2,...,i}$ и $T_1 \rightarrow T_{1,...,j}$ поглощения за время жизни $S^*_i T_j (Q^*_m D_n)$ ЭВС. На каждом из ЭВС обозначены: $\Delta r_{\mu\nu}$, $\Delta p_{\mu\nu}$ и $\Delta q_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ - длины, порядки валентных связей, заряды и полные электронные плотности на атомах в структуре молекулы. Цифрами в скобках обозначены значения матричных элементов оператора спин-орбитального взаимодействия H_{S0} (пунктирные линии). Вертикальными линиями указаны частоты (ν_{ij}) и силы осцилляторов ($f^e_{fl,ph}$ и f^e_{reabs}) излучательных переходов. (б) ИК-спектр и спектр ЯМР ¹³C присадки Хайтек-580; (в) спектр хемилуминесценции дизельного топлив и СКРС фракции бензина при 4,2 К

Реакция диссоциации радикалов протекает в $Q^*_m D_n$ ЭВС разной орбитальной

природы по схеме: $R^\bullet \rightarrow (h\nu)k_d \Leftrightarrow K_f R_1^\bullet + P$ (продукт реакции) (рис. 1 г-д).

Энергоэффективность и устойчивость горения при лазерной накачке определяется спектральными характеристиками и временем предельной длительности переднего фронта импульса накачки с учетом: измеренных или квантовохимически рассчитанных оптических спектральных параметров соединений:

$$t_{lp} \leq \frac{2}{\sum_i k_{ST}} \left\{ \left[\frac{\sigma_{31}^{gen}(v^{osc}) - \sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})}{\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{osc})} - \left[\frac{\sigma_{13}^{abs}(v^{exit}) - \sigma_{3SS}^{reabs}(v^{exit})}{\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})} \right] \right\},$$

где сечения: СВИ, $\sigma_{31}^{gen}(v^{osc})$, СНССП ($S^*_1 \rightarrow S^*_{2,\dots,i}$), $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})$ и СНТТП ($T_1 \rightarrow T_{2,\dots,j}$), $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{osc})$ на длине волны ГОИ и $\sigma_{31}^{abs}(v^{exit})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{exit})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})$ СВИ на длине волны накачки.

Для практической химмотологии изучена связь ядерно-магнитных и оптических технологий изучения сверхбыстрых процессов в системах $S^*_i T_j(Q^*_m D_n)$ ЭВС углеводородов с использованием когерентных механизмов возбуждения с целью спектральной интерпретации зависимости эксплуатационных и физико-химических характеристик топлив (энергоёмкость и плотность жидкостей, вязкость паров, тройная точка при фазовых переходах, текучесть, вязкость капельных паров) от структуры и термодинамических параметров среды. Показано, что для повышения КПД топлив необходимо применять специальные добавки, позволяющие получить от химических реакций в $S^*_i T_j(Q^*_m D_n)$ ЭВС на порядок больше энергию горения и следовательно большую величины чисел Маха, а для смазочных масел снижающих возможность утрачивать пластичность и окисляемость в энергонагруженных узлах трения двигателей и механизмов.

Присутствие в активной среде $S^*_i T_j(Q^*_m D_n)$ ЭВС плазмы «нежелательных» ион-радикалов, не вступающих по механизму сверхтонкого электронно-ядерного взаимодействия (принцип орбитальной симметрии) между продуктами реакций и свежем топливом, могут прервать цепные реакции окисления в процессе горения, а затем коагулировать и образовывать агрессивную химическую среду на поверхностях деталей, например, в результате действия которой наблюдается: либо прожиг, либо лакообразование, либо формирование прочных парамагнитных структур из углеродистых отложений, приводящих к разрушению лопаток турбин или деталей конструкций двигателя, что является недопустимой причиной отказа и катастроф.

1. А.Е. Обухов, Оптическая спектроскопия и строение многоатомных соединений углеводородов и нефтепродуктов, Оптика и спектроскопия, **124**, № 5, 662 – 668, (2018).

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА С НАНОЧАСТИЦАМИ ЗОЛОТА

Толмачев В.А., Щербинин Д.П.*, Коншина Е.А.*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Определены дисперсии $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ с использованием аппроксимации Коши и толщина пленки а-С:Н, а также спектральные особенности слоя плазмонных наночастиц Au в рамках моделей эффективной среды и осциллятора Лоренца. Обсуждается влияние отжига полученной структуры на сдвиг пика плазмонного резонанса.

Исследования локализованного поверхностного плазмонного резонанса наночастиц золота в гибридных структурах с аморфным углеродом в качестве диэлектрической среды является актуальным для практических применений, поскольку они обладают уникальными оптическими свойствами, которые возникают благодаря наличию электронов проводимости. Для моделирования плазмонных спектров гибридных структур «металл-диэлектрик» необходимо знать дисперсию показателя преломления и коэффициента экстинкции всех компонент.

Пленку а-С:Н наносили на стеклянную подложку с помощью химического осаждения паров толуола в плазме тлеющего разряда на постоянном токе, поддерживаемой магнетронной плазмой. Гранулированную пленку Au осаждали на поверхность пленки а-С:Н с помощью термического распыления в вакуумной камере. Эллипсометрические исследования проводились на спектральном эллипсометре «Спектроскан» в диапазоне длин волн $\lambda = 250\text{--}900$ нм, при угле падения излучения относительно нормали к поверхности $\varphi = 65^\circ$. Определялись спектры эллипсометрических углов $\psi_{\text{exр}}$ и $\Delta_{\text{exр}}$, которые далее использовались для подгонки ψ и Δ , рассчитываемые в оптических моделях.

Для спектров $\psi_{\text{exр}}$ и $\Delta_{\text{exр}}$ пленки а-С:Н (рисунок), используя модель однородной пленки, с помощью формул Френеля, аппроксимации Коши и путём подгонки расчетных ψ и Δ , были определены её дисперсии $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$. После осаждения наночастиц Au для интерпретации эллипсометрических данных использовалась модель «внешняя среда – композитный слой Au – однородная пленка а-С:Н – подложка (SiO₂)». Для расчета композитного слоя «Au:воздух» использовалась модель эффективной среды Максвелла Гарнетта, в рамках которой наночастицы Au находятся в виде включений в матрице воздуха с объемной фракцией f_{Au} ; кроме того, в этот слой был введен осциллятор Лоренца.

В результате подгонки в рамках модели эффективного слоя с осциллятором, наблюдается хорошая сходимость расчета и эксперимента, как $\psi(\lambda)$ (рисунок а), так и $\Delta(\lambda)$ (рисунок б). При этом для слоя а-С:Н использовались дисперсии n и k , которые были определены выше. Сравнивая спектры $\psi(\lambda)$ для а-С:Н и Au/С-Н пленок, следует отметить появление глубокого провала (рисунка), который связан с оптическим откликом от наночастиц Au. Для полученной структуры Au (осциллятора Лоренца) максимум резонансного пика находится при $\lambda = 599$ нм ($E_0 = 2.08$ эВ), характерного для плазмонов наночастиц Au, окруженных двумя диэлектрическими средами: воздухом и пленкой а-СН.

Отжиг при $T = 300^\circ$ приводит к синему сдвигу положения максимума пика Лоренца в функции $k(\lambda)$ (рисунок с) до $E = 2.16$ эВ ($\lambda = 566$ нм) и одновременно

происходит уменьшение его Γ от 158 до 101, что свидетельствует о более совершенной форме наночастиц Au: плоские островки принимают полусфероидную форму.

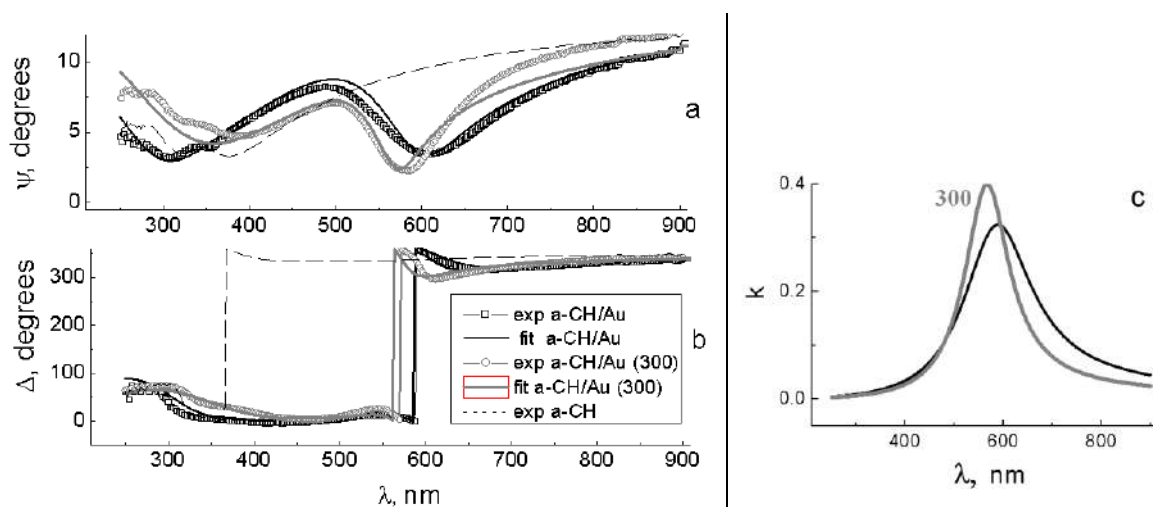


Рисунок. а) Расчетные спектры а) ψ_{calc} и б) Δ_{calc} , полученные в результате подгонки к экспериментальным ψ_{exp} Δ_{exp} : для пленки a-CH, исходного слоя a-CH/Au и после его отжига (300);
 с) Дисперсия $k(\lambda)$, описывающая модель осциллятора Лоренца для слоя наночастиц Au в исходном образце a-CH/Au и после его отжига (300)

Наблюдаемые изменения в эллипсометрических спектрах полностью согласуются со спектрофотометрическими данными для этой структуры.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК InGaAs, В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ

**Чалдышев В.В.^{1,2,3}, Косарев А.Н.^{1,2,4}, Кондигов А.А.^{1,3}, Варгянн Т.А.³,
Торопов Н.А.³, Гладских И.А.³, Гладских П.В.³, Акимов И.^{1,4},
Baeyer M.^{1,4}, Преображенский В.В.⁵, Путято М.А.⁵, Семягин Б.Р.⁵**

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

³ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Technische Universitat Dortmund, Dortmund, Germany

⁵ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, г. Новосибирск, Россия

Исследованы изменения интенсивности и кинетики фотолюминесценции квантовых точек InGaAs, само-организованных в приповерхностном слое AlGaAs в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, происходящие в результате формирования в непосредственной близости от них плазмонных наночастиц серебра на поверхности или плазмонных наночастиц сплава мышьяк-сурьма в объеме слоя AlGaAs.

Само-организованные полупроводниковые квантовые точки (ПКТ) InGaAs являются эффективными эмиттерами света благодаря локализованным экситонам и могут быть использованы для создания лазеров, однофотонных источников света и других приборов [1,2,3]. Обычно ПКТ демонстрируют длинное время жизни носителей, характерное для излучательных процессов. Оптические свойства металлических наночастиц (МНЧ) обычно определяются локализованными плазмонами [4]. Эти собственные возбуждения имеют короткое время жизни и могут обеспечить хорошую связь с электромагнитными волнами. Гибридные структуры, сочетающие ПКТ и МНЧ в полупроводниковой матрице могут демонстрировать интересные оптические свойства благодаря резонансному взаимодействию в ближнем поле электронных подсистем ПКТ и МНЧ [5].

В данном докладе мы сообщаем о двух экспериментальных реализациях связанных плазмон-экситонных систем МНЧ As или Ag и ПКТ InGaAs, захороненных в AlGaAs.

ПКТ InGaAs были получены методом Странского-Крастанова на подложках GaAs (001) в условиях молекулярно-лучевой эпитаксии [6]. Мы сформировали 2 слоя ПКТ InGaAs, разделенных 5-нм прослойками GaAs. В результате были получены массивы вертикально-сопряженных ПКТ InGaAs с латеральными размерами около 20 нм. Верхний слой ПКТ был выращен последовательностью слоев 3 нм GaAs / 3 нм AlAs / 4 нм GaAs.

В одном наборе образцов на поверхность был напылен тонкий слой серебра в вакуумной камере. Последующий отжиг трансформировал пленку Ag в систему изолированных серебряных наночастиц с размером и плотностью зависящими от условий отжига. В другом наборе образцов слой ПКТ InGaAs заращивался арсенида галлия при низкой температуре, что приводило к захвату примерно 0.5% избыточного мышьяка в решетку GaAs. Последующий отжиг приводил к формированию нановключений As в объеме слоя GaAs.

Мы исследовали стационарную и нестационарную фотолюминесценцию (ФЛ) из ПКТ InGaAs. Для исследования кинетики фотолюминесценции образцы возбуждались импульсным излучением на длине волны 405 nm длительностью несколько сотен фемтосекунд. Энергия отдельного импульса составляла 65 pJ. Для записи спектров

фотолюминесценции с разверткой по времени использовалась стрик-камера фирмы Hamamatsu.

Были измерены спектры пропускания и отражения всех образцов. В присутствии серебряных наночастиц отражение увеличивается, а пропускание уменьшается. На основе этих данных были рассчитаны спектры поглощения серебряных наночастиц, представленные на рис. 1. Видно, что серебряные наночастицы, образовавшиеся на поверхности арсенида галлия, поглощают в полосе от 1200 до 1600 nm. Такой большой сдвиг плазмонного резонанса серебра в длинноволновую сторону относительно его обычного положения в синей области спектра объясняется совместным действием двух факторов: формой частиц и их диэлектрическим окружением. Размеры серебряных наночастиц, образующихся на поверхности арсенида галлия в результате самоорганизации, в плоскости подложки значительно больше, чем их размеры в направлении, перпендикулярном к подложке. По аналогии с известными результатами квазистатического расчета частот плазмонных резонансов в эллипсоидальных частицах можно заключить, что резонанс в плазмонных колебаниях, параллельных подложке, будет сдвинут в длинноволновую сторону. Дополнительный сдвиг в длинноволновую сторону связан с тем, что арсенид галлия в актуальном диапазоне длин волн обладает большой диэлектрической проницаемостью, равной 12.

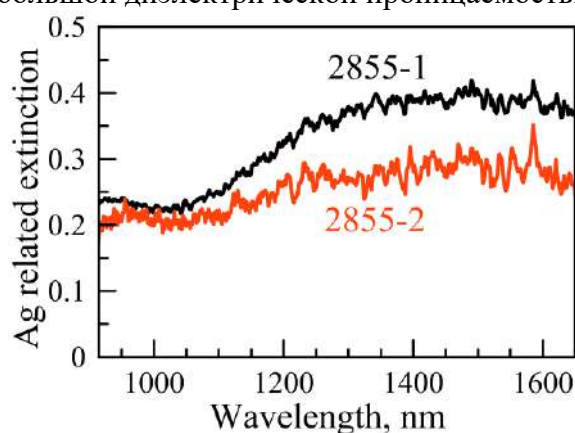


Рис. 1. Спектры поглощения серебряных наночастиц на поверхности арсенида галлия

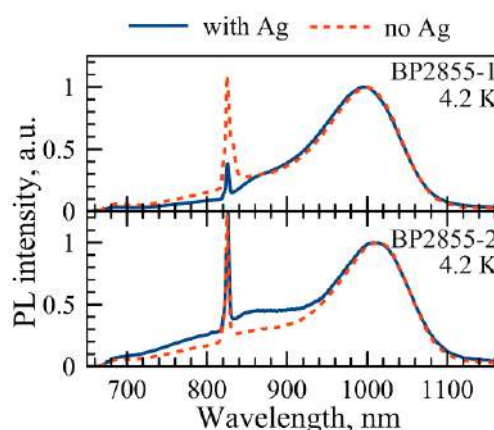


Рис. 2. Стационарные спектры фотолюминесценции образцов (1) и (2) в присутствии и в отсутствие серебряных наночастиц

На рис. 2 приведены нормированные (в области 1000 nm) спектры стационарной фотолюминесценции образцов, как содержащих серебряные наночастицы, так и свободных от них. Широкая полоса люминесценции КТ InGaAs достигает максимума около 1000 nm. Заметное плечо в районе 900 nm естественно связать с фотолюминесценцией подложки, состоящей из GaAs. Узкий пик на длине волны 825 nm не имеет отношения к люминесценции образца, а обусловлен неполным подавлением излучения лазеров накачки возбуждающего лазера. Важно отметить, что в отличие от наблюдавшегося в других экспериментах увеличения интенсивности фотолюминесценции КТ в ближнем поле серебряных наночастиц, в образце (1) присутствие серебряных наночастиц привело к уменьшению интенсивности флуоресценции в 2 раза, а в образце (2) – в 4 раза. В зависимости от типа МНЧ и дизайна образца мы наблюдали либо усиление ФЛ из ПКТ InAs в 2.4 раза, либо ослабление ФЛ в 30 раз [7-10].

Мы разработали квантово-механическую модель, которая количественно описывает трансформацию спектров ФЛ из ПКТ InGaAs когда различные плазмонные частицы сформированы в непосредственной близости от массива ПКТ. Схема рассмотренных процессов дана на рис 3. Модель учитывает поглощение и рассеяние света плазмонными МНЧ, поглощение света барьерными слоями, захват носителей в

ПКТ, излучательную рекомбинацию носителей через экситонные состояния, а также туннельный транспорт носителей из квантовых точек в слой, содержащий МНЧ.

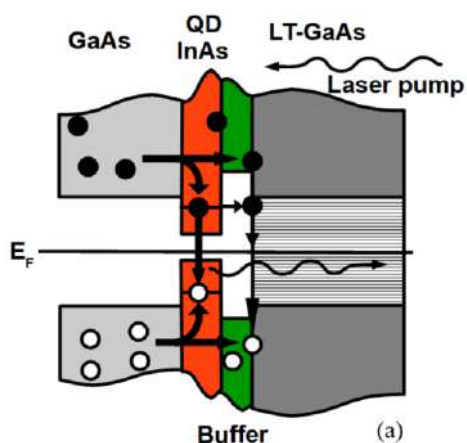


Рис. 3. Схематическая иллюстрация процессов при люминесценции квантовых точек

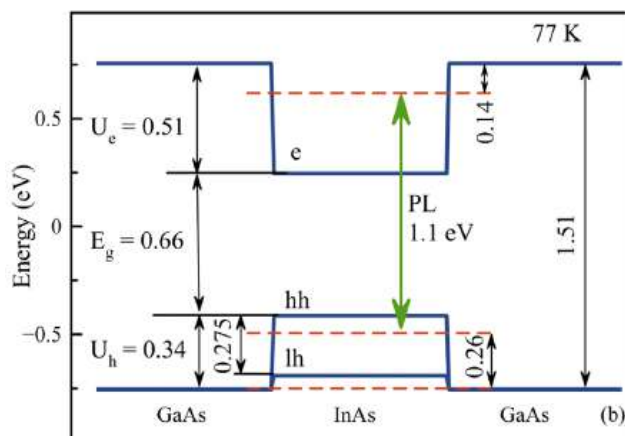


Рис. 4. Рассчитанная схема энергетических уровней в квантовой точке

На рис.4 показана схема уровней электронов, легких и тяжелых дырок в ПКТ InAs.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало, что исключительно важная роль в рассматриваемых процессах принадлежит разделительному слою между ПКТ InGaAs и слоем МНЧ. Малая толщина этого слоя, с одной стороны, должна обеспечить ближнеполевое взаимодействие ПКТ и МНЧ. С другой стороны, толщина разделительного слоя должна быть достаточно большой, чтобы исключить туннельный транспорт носителей из ПКТ. Еще одним ключевым фактором является взаимная настройка экситонного и плазмонного резонансов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 16-02-00932 и 17-02-01168), Минобрнауки РФ (3.4903.2017/6.7) и Программы Президиума РАН № 5 "Фотонные технологии в зондировании неоднородных сред и биообъектов", а также DFGICRC 160 (projectC5).

1. N.N. Ledentsov, *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 014001 (2011).
2. W. Zhou, J. J. Coleman, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.*, **20**, 352 (2016).
3. J. Wu, S. Chen, A. Seeds and H. Liu, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **48**, 363001 (2015).
4. J. Boken, P. Khurana, S. Thatai, D. Kumar. S. Prasad, *Applied Spectroscopy Reviews*, **52**, 774-820 (2017).
5. W. Zhang, A.O. Govorov, G.W. Bryant, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 146804 (2006).
6. В.Н. Неведомский, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Пуцято, Б.Р. Семягин, *ФТП*, **47**, 1196 (2013).
7. А.Н. Косарев, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Пуцято, Б.Р. Семягин, *ФТП*. **50**, 1519. (2016)
8. Н.А. Торопов., И.А. Гладских, П.В. Гладских, А.Н. Косарев, В.В. Преображенский, М.А. Пуцято, Б.Р. Семягин, В.В. Чалдышев, Т.А. Вартамян, *Оптический журнал*. **84**. №7, 37 (2017).
9. A. Kosarev, N. Bert, V. Nevedomskii, V. Chaldyshev, V. Preobrazhenskii, M. Putyato, V. Semyagin, *Phys. Stat. Sol. (b)*, **256**, 1800479 (2019).
10. А.Н. Косарев, В.В. Чалдышев, А.А. Кондииков, Т.А. Вартамян, Н.А. Торопов, И.А. Гладских, П.В. Гладских, И.А. Акимов, М. Bayer, В.В. Преображенский, М.А. Пуцято, Б.Р. Семягин, *Оптика спектроскоп.*, **126**, 573 (2019).

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЕНСИБИЛИЗАЦИИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ КРАСИТЕЛЕЙ В НАНОЧАСТИЦАХ ИЗ КОМПЛЕКСОВ СКАНДИЯ С 2-НАФТОИЛТРИФТОРАЦЕТОНОМ

Миронов Л.Ю., Козлова Д.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована флуоресценция наночастиц из комплексных соединений скандия с 2-нафтоилтрифторацетоном. Обнаружено, что изменение соотношения скандия и 2-нафтоилтрифторацетона в комплексах не влияет на их оптические свойства. Исследовано тушение флуоресценции комплексов органическими красителями.

Флуоресцентные наночастицы представляют собой важный класс функциональных наноматериалов, которые широко применяются в биологии и медицине. По сравнению с такими традиционными флуоресцентными метками, как органические красители или флуоресцентные белки, наночастицы обычно обладают более яркой флуоресценцией, что позволяет детектировать меньшее количество определяемого вещества в пробе. К флуоресцентным наночастицам относят широкий класс объектов: полимерные наночастицы, углеродные точки, квантовые точки, наночастиц из кремнезема и пр. [1].

В данной работе исследуются наночастицы из дикетонатов скандия с примесью органических красителей. В качестве органических лигандов комплексов используется 2-нафтоилтрифторацетон (NTA). Были исследованы комплексы состава $\text{Sc}(\text{NTA})_3$, $\text{Sc}(\text{NTA})_2(\text{OH})_2$ и $\text{Sc}(\text{NTA})(\text{OH})_4$. Показано, что изменение соотношения концентраций иона-комплексобразователя и молекул дикетона не оказывает влияния на форму спектра поглощения комплексов, но влияет на молярный десятичный коэффициент поглощения. При этом спектры флуоресценции и квантовый выход флуоресценции также остаются одинаковыми для этой серии комплексов. Данные результаты свидетельствуют об отсутствии сопряжения электронов во всем комплексе и изолированности отдельных лигандов друг от друга. Комплексы скандия с NTA обладают большим квантовым выходом флуоресценции в водных растворах, когда они агрегируют в наночастицы, чем при растворении в диметилформамиде или изопропиловом спирте. При агрегации комплексов в наночастицы происходит захват молекул красителей из водного раствора и внедрение их в структуру наночастиц в качестве примеси [2]. В такой системе наблюдается перенос энергии от комплексов к красителям. В данной работе были использованы красители родаминового и оксазинового типов: родамин 6G, родамин В, оксазин-170 и нильский синий. Было показано, что для всех исследованных комплексов наблюдается тушение флуоресценции при внедрении красителей в наночастицы. Исследована зависимость параметров флуоресценции от концентрации примесных красителей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-01044.

1. O.S. Wolfbeis, *Chem. Soc. Rev.*, **44**, 4743-4768, (2015).
2. V.L. Ermolaev, E.B. Sveshnikova, *Russ. Chem. Rev.*, **81**, 769-789, (2012).

ПРОФИЛЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ФОТО-ТЕРМО- РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Булыга Д.В., Мусихина Е.С., Иванов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Построен профиль показателя преломления голографических решеток в фото-термо-рефрактивном стекле. Амплитуды и фазы гармоник показателя преломления были определены путем анализа угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка в промежуточном режиме с использованием метода RCWA.

Принято выделять 2 различных режима дифракции на голографических решетках: дифракция Рамана-Ната и дифракция Брэгга. Решетки, в которых реализуется первый режим дифракции, называются тонкими решетками, а те, в которых реализуется второй режим – толстыми. Существует критерий определения режима дифракции.

Условия (1) определяют режим дифракции Рамана-Ната, для которого характерно наличие нескольких дифрагированных волн и отсутствие угловой и спектральной селективностей. Для дифракции Брэгга, определяемой условиями (2), характерно наличие только одной дифрагированной волны и высокая угловая и спектральная селективности. Параметры Q' и ν определяются выражениями (3) и (4) соответственно.

$$\begin{cases} Q'\nu \leq 1 \\ \frac{Q'}{2\nu} \leq 10' \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} Q'\nu \geq 1 \\ \frac{Q'}{2\nu} \geq 10' \end{cases} \quad (2)$$

$$Q' = \frac{2\pi\lambda T}{nd^2 \cos\theta}, \quad (3)$$

$$\nu = \frac{\pi n_1 T}{\lambda}, \quad (4)$$

где λ – длина волны излучения в воздухе, T – толщина решетки, n – средний показатель преломления материала, d – период решетки, θ – угол падения в среде, n_1 – амплитуда модуляции показателя преломления.

Если ни одна из систем неравенств (1) и (2) не выполняется, то реализуется третий режим дифракции, редко используемый на практике. Этот режим называется промежуточным [1]. Промежуточный режим дифракции может быть полезен для решения так называемой «фазовой проблемы» при определении профиля показателя преломления голографической решетки.

Наличие нескольких порядков дифракции в объемных брэгговских решетках обусловлено отклонением профиля показателя преломления от синусоидальной формы. Путем разложения в ряд Фурье такая решетка может быть представлена как суперпозиция нескольких решеток-гармоник. Зависимость показателя преломления, то есть профиль такой решетки для чисто фазового случая, описывается уравнением (5).

$$n(x) = \bar{n} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} |n_k| \cos(kGx + \vartheta_k), \quad (5)$$

где \bar{n} – средний показатель преломления стекла с голограммой, ϑ_k – относительная фаза между гармониками, x – координата, k – порядок дифракции, n_k –

амплитуда модуляции показателя преломления k -го порядка дифракции, $G = 2\pi/d$ – волновое число решетки.

Для определения профиля показателя преломления важно знать не только амплитуды, но и фазы гармоник решетки. Путем анализа угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка можно определить амплитуды гармоник решетки. Фазовые соотношения могут быть получены, только если голографическая решетка работает в промежуточном режиме дифракции [2].

Однако анализ угловой зависимости для промежуточного режима значительно усложняется, потому что приближенные уравнения для режимов Брэгга и Рамана-Ната перестают работать, и необходимо использование решения системы уравнений связанных волн без приближений. В этом заключается метод RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis), использованный в данной работе [3].

Для проведения эксперимента был подготовлен образец – плоскопараллельная пластина из фото-термо-рефрактивного стекла. Интерференционная картина с периодом 9,4 мкм была получена при помощи зеркал Френеля и зарегистрирована в объеме образца, в ходе записи был использован He-Cd лазер (длина волны излучения 325 нм). Значение экспозиции – 4 Дж/см². Термообработка образца производилась в течение 10 часов при температуре 505°C.

Схема измерения угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка представлена на рис. 1. Для проведения эксперимента был выбран аргоновый лазер, длина волны – 456 нм. На данной длине волны записанная голографическая решетка работает в промежуточном режиме.

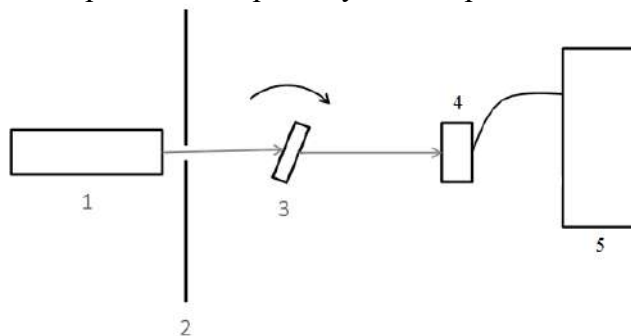


Рис. 1. Схема измерения угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка. 1 – лазер, 2 – диафрагма, 3 – образец, закрепленный на поворотном столике, 4 – фотоприемник, 5 - ПК

На рис. 2 показан график угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка. Экспериментальная зависимость обозначена сплошной линией, теоретическая – пунктирной.

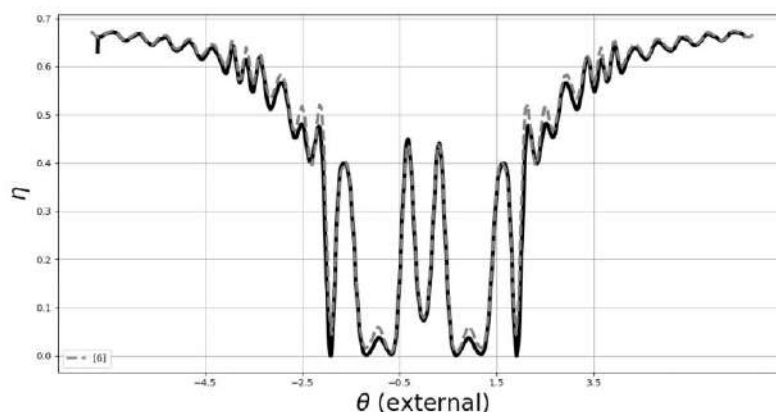


Рис. 2. График угловой зависимости дифракционной эффективности для нулевого порядка

В ходе анализа угловой зависимости были получены значения амплитуд и относительных фаз для 5 гармоник показателя преломления. Затем был построен профиль показателя преломления голографической решетки, который представлен на рис. 3.

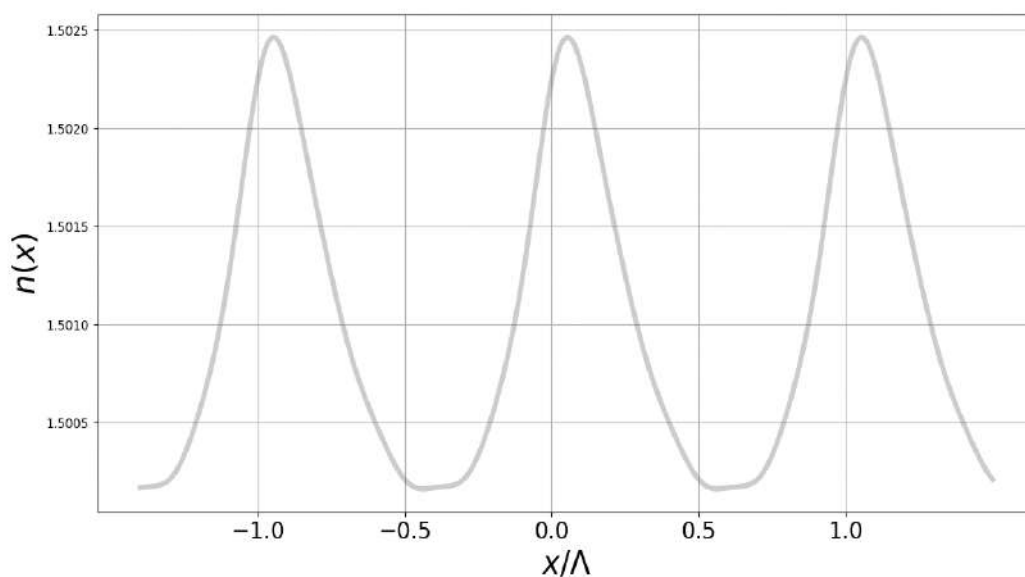


Рис. 3. Профиль показателя преломления голографической решетки

1. T.K. Gaylord, M.G. Moharam, *Appl. Opt.*, **20**, 3271–3273 (1981).
2. M. Fally, J. Klepp, M.A. Ellabban, H. Eckerlebe, P.K. Pranzas, J. Guo, Y. Tomita, *Proc. SPIE*, **11030**, 110300I-1 - 110300I-5 (2019).
3. G. Moharam and T.K. Gaylord, *J. Opt. Soc. Am.*, **71**, №7, 811 – 818 (1981).

OPTICAL PROPERTIES OF HYBRID STRUCTURE BASED ON SILVER NANOPARTICLES AND CARBON THIN FILMS

Abboud M.M., Konshina E. A., Shcherbinin D.P., Zakharov V.V.

ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

In the present study, optical properties of thin-solids hybrid structures consisted of silver nanogranulated film deposited on amorphous hydrogenated carbon have been investigated. Gravimetric thickness of silver film varied as 2, 4 and 10 nm. Amorphous hydrogenated carbon films with narrow (0.4 eV) and wide (2.7 eV) optical gap were used. The increase of gravimetric thickness accompanied with the increase of granular size resulted in the enhancement of diffuse light scattering on the samples surfaces. The blue shift of plasmonic peak have been observed in the hybrid structures with the enhancement of a-C:H optical gap regardless gravimetric thickness of silver films. The maximum value of blue shift (150 nm) compared to the carbonless samples has been observed in the hybrid structures with wide-gap carbon. In the hybrid structures with 4 and 10 nm silver gravimetric thickness weak short wave peak was excited in addition to main peak. The appearance of short-wave peak may be due to quadrupole moment excitation. It has been shown, that the efficiency of interaction between π -electrons of a-C:H and localized surface plasmons of silver NPs depend on both - silver film morphology and structure features of a-C:H.

The effect of silver film morphology on a-C:H photoluminescence intensity in hybrid structures has been investigated. It has been shown that PL intensity depends on both the gravimetric film thickness and the optical gap of amorphous carbon. PL quenching have been observed in the hybrid structures consisted of wide-gap carbon and 2 as well as 4 nm silver film. In the same time two-fold enhancement of wide-gap a-C:H PL have been achieved in hybrid structures with 10 nm silver thickness as a result resonant exciton-plasmon interaction. The same silver film led to 19 times PL enhancement of narrow gap a-C:H. The higher enhancement factor if bigger nanoparticles can be explained as a deeper penetration of the evanescent plasmon wave into the a-C:H volume. The structure of narrow gap a-C:H can be characterized by bigger π -bonded cluster and higher density of dangling bonds on a-C:H surface. Such dangling bond can be serving as electron traps provides path for nonradiative relaxation of photo excited electron-hole pairs. The passivation of dangling bonds by excited electrons from plasmonic silver granules contribute to a-C:H PL enhancement.

АНОМАЛЬНО СЛАБОЕ РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЙЯНИЕ СТЕКЛАМИ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ CdS/CdSe

Ананьев А.В., Максимов Л.В., Шепилов М.П.,
Маргеритат Ж.,*Онущенко А.А.**

АО «НПО Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»,
Санкт-Петербург, Россия

* Лаборатория физико-химии люминесцентных материалов,
Университет Лион I, г. Виллербан, Франция

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Получены спектры поглощения, низкочастотного комбинационного рассеяния и рэлеевского и мандельштам-бриллюэновского рассеяния стеклами с нанокристаллами CdS/CdSe. Определены интенсивности рэлеевского рассеяния и размеры нанокристаллов в стеклах различных промышленных партий. Обнаружено, что у некоторых стекол выделение нанокристаллов не приводит к увеличению рэлеевского рассеяния.

Впервые обнаружено, что выделение в матрице стекла нанокристаллов CdS/CdSe не приводит к увеличению интенсивности рэлеевского рассеяния. Исследованы цветные стекла для фильтров ЖС различных промышленных партий, а также бесцветное стекло, содержащее примеси Cd, S, Se, но не прошедшее термообработку и не содержащее нанокристаллов CdS/CdSe. Матрица стекла – щелочно-цинково-силикатная.

Использованы спектроскопия поглощения и рассеяния света (рэлеевского и мандельштам-бриллюэновского рассеяния – РМБР и низкочастотного комбинационного рассеяния – НКР). Методические аспекты рассмотрены в [1,2,3]. Получены спектры поглощения в диапазоне 200 – 500 нм, спектры НКР в диапазоне $\pm 250 \text{ см}^{-1}$ относительно излучения с длиной волны $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ и спектры РМБР в диапазоне $\pm 0,8 \text{ см}^{-1}$ относительно излучения с длиной волны $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$.

Из спектров РМБР определены отношения интенсивностей рэлеевской и мандельштам-бриллюэновских (МБ) компонент спектра (отношения Ландау-Плачека). Использование МБ компонент в качестве внутреннего репера позволяет определить интенсивность рэлеевского рассеяния. Данные РМБР интерпретированы в рамках модели «замораживания» флуктуаций плотности, концентрации и анизотропии [4].

Установлено, что основной вклад в интенсивность рэлеевского рассеяния стеклом, не содержащим нанокристаллов CdS/CdSe, вносят флуктуации концентрации щелочных ионов, существующие в расплавах щелочносиликатных стекол и «замораживающиеся» при переходе стеклообразующего расплава в твердое состояние при его охлаждении. Из спектров НКР определены радиусы нанокристаллов CdS/CdSe в соответствии с методикой, использованной в [2]. Результаты представлены в Таблице. Как видно из таблицы, термообработка приводит к росту отношения Ландау-Плачека, что обусловлено ростом интенсивности рэлеевского рассеяния, вызванного появлением нанокристаллов CdS/CdSe, однако в ряде случаев рассеяние в стеклах с нанокристаллами остается на прежнем низком уровне, характерном для стекол кроновой группы. Однако объемная доля нанокристаллов, полученная при анализе спектров поглощения, оказалась близка к 0,001, т.е. максимальному значению, определенному из данных о химическом составе стекол.

Объяснение этого эффекта может быть дано на основе подхода, в котором учитывается интерференция света, рассеянного различными элементами структуры наноструктурированного стекла [5]. Для случая нанокристаллов, распределенных в матрице стекла, в принципе могут быть использованы две модели для теоретического описания интерференции.

Марка стекла*	Отношение Ландау-Плачека	Отношение интенсивностей рэлеевского рассеяния, $I_{\text{эксп}}/I_{\text{расч}}$	Радиус нанокристаллов, нм	Температурно-временная обработка (тем-ра, время)
ЖС 10	44±2	-	-	Без термообработки
ЖС 16	48±2	-	-	
ЖС 10	480±20	0.3	2,2±0,2	530–600 ⁰ С, более 24 часов
ЖС 10	> 1000	-		
ЖС 16	245±10	≈ 0.1	2,0±0,3	
ЖС 17	41±2	≈ 0.04	1,5±0,1	
ЖС 17	83±4	-	-	

*Приведены данные для стекол из разных партий (разных варок и с различными условиями термообработок)

Таблица. Отношение Ландау-Плачека и радиусы нанокристаллов в стеклах ЖС

В первой рассматривается интерференция света, рассеянного частицей (нанокристаллом) и ее диффузионной зоной. Модель применима к ранним стадиям фазового распада, когда объемная доля кристаллов далека от максимальной и их диффузионные зоны не перекрываются. К исследуемым стеклам, в которых объемная доля кристаллов близка к максимальной, эта модель неприменима. Во второй модели учитывается интерференция излучения, рассеянного разными частицами, распределенными в однородной матрице, так называемая межчастичная интерференция. Эта модель подходит для стадии, когда активный диффузионный рост частиц из пересыщенного раствора завершился, объемная доля частиц близка к максимальной, а концентрация выделяющегося компонента в матрице близка к равновесной.

При теоретическом описании межчастичной интерференции рассматривается обычно система монодисперсных частиц. При увеличении объемной доли частиц интерференция приводит к ослаблению рассеяния [6]. Это связано с эффектами упорядочения во взаимном расположении частиц. Эффекты упорядочения проявляются при достаточно большой объемной доле (0,2-0,4) даже в системе твердых сфер. Однако, до настоящего времени не обсуждались механизмы возможного упорядочения для малых объемных долей (например, порядка 0,001).

Вторым неясным моментом является влияние фактора полидисперсности частиц. Было показано только, что интерференционные эффекты уменьшаются, если парная корреляционная функция полидисперсных частиц не зависит от их размеров [7]. Чтобы проиллюстрировать возможность возникновения интерференционных эффектов при малой объемной доле частиц (0,001 и менее), мы использовали простую модель для описания структуры системы одновременно зарождающихся частиц по завершении стадии диффузионного роста из пересыщенного раствора [8]. В модели предполагается, что частицы зарождаются одновременно, а их центры случайным образом распределены в образце. Частицы растут, «собирая» материал из диффузионных зон. При «столкновении» диффузионных зон их рост в точке столкновения останавливается.

В результате столкновения диффузионных зон по завершении стадии диффузионного роста образуется ячеистая структура (диаграмма Вороного). Объем частицы предполагается пропорциональным объему ячейки, из которой она собрала материал. В [8] методом численного моделирования было получено распределение частиц по размерам, которое оказалось практически симметричным относительно среднего значения R_0 со стандартным отклонением $0,14R_0$.

Показано [7], что для рассмотрения рассеяния в полидисперсной системе необходимо знание не только функции распределения по размерам, но и парной

корреляционной функции, зависящей от размеров частиц в паре. При использовании модели [8] мы моделировали распределение по размерам и парные корреляционные функции для частиц разных размерных групп. Результаты были получены в виде гистограмм. Затем рассчитывались парциальные структурные факторы для разных размерных групп и ряда значений вектора рассеяния, что при использовании формул [8] позволило получить интенсивность рассеяния света такой системой в интерференционном приближении в сравнении с интенсивностью рэлеевского рассеяния полидисперсными независимыми рассеивателями. Расчеты показали, что при учете интерференционных эффектов интенсивность рассеяния значительно понижается по сравнению с рэлеевской. Например, для показателя преломления стекла $n = 1,525$, объемной доли 0,001 и радиуса кристаллов 2 нм рассчитанное рассеяние света с длиной волны 633 нм под углом 90° приблизительно в 100 раз меньше, чем рэлеевское, а для длины волны 400 нм – в 20 раз.

Следует отметить, что рассмотренная модель идеализирована в сравнении с конкретными стеклами. Например, в реальном образце процесс фазового превращения может быть «заморожен» на стадии перекоонденсации, что может привести к некоторым изменениям по сравнению с рассчитанным случаем. Более того, в скоплениях мелких частиц стадия диффузионного роста заканчивается быстрее и начинается стадия перекоонденсации, в то время как частицы, удаленные от ближайших соседей еще продолжают расти из пересыщенного раствора. В результате экспериментальные результаты, полученные для одних и тех же стекол с отличиями в тепловой истории, могут отличаться друг от друга и от рассчитанных значений.

Таким образом, показана принципиальная возможность проявления значительного ослабления рассеяния за счет интерференционных эффектов даже при очень малой объемной доле частиц. При этом принималось во внимание размеры и взаимное расположение частиц. Так мелкие частицы расположены в среднем ближе друг к другу, чем крупные, а в среднем материал остается практически однородным в масштабах длины волны и почти не рассеивает свет. Эти качественные соображения применимы и к стадиям диффузионного роста, которые являются промежуточными между начальной стадией роста изолированных частиц и завершающей стадией диффузионного роста. Справедливость такого подхода косвенно подтверждается данными по исследованию кинетики роста нанокристаллов в стеклах близкого состава [9].

1. M. Shepilov, A. Anan'ev, L. Maksimov, V. Savostyanov, V. Golubkov, P. Onushchenko, V. Ananyev, A. Onushchenko, *J. Non-Cryst. Solids*, **450**, 156–163, (2016).
2. B. Champagnon, B. Andrianasolo, A. Ramos, M. Gandais, M. Allais, J.-P. Benoit, *J. Appl. Phys.*, **73**, 2775-2780, (1993).
3. L. Maksimov, A. Anan'ev “Rayleigh and Brillouin Scattering Spectroscopy For Optical Material Science” In: *Advances in Material Science Research*; Wythers, M.C. Ed.; Nova Science Publishers, Inc.: New York, N.Y., US, **34**, 61-114, (2018).
4. J. Schroeder “Light Scattering of Glass” In: *Treatise on Material Science and Technology*; Tomozawa, M., Doremus, R.H. Ed.; Glass 1; Academic Press: New York, N.Y., US, **12**, 157-222, (1977).
5. N.S. Andreev, *J. Non-Cryst. Solids*, **30**, 99-126, (1978).
6. M.P. Shepilov, *Opt. Mater.*, **30**, 839-846, (2008).
7. M.P. Shepilov, *Opt. Mater.*, **31**, 385-390, (2008).
8. M.P. Shepilov, *J. Non-Cryst. Solids*, **146**, 1-25, (2016).
9. A.I. Ekimov, Al. L. Efros, A.A. Onushchenko, *Solid State Comm.*, **56**, 921-924, (1985).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ТИПА ЯДРО/ОБОЛОЧКА $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$

Перепелица А.С., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Гревцева И.Г.

Воронежский государственный университет, г. Воронеж, Россия

Исследованы структурные и оптические свойства коллоидных КТ Ag_2S и систем типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$, пассивированных тиогликолевой кислотой. Показано наращивание оболочки из ZnS обеспечивает увеличение интенсивности рекомбинационной люминесценции, сопровождаемое увеличением среднего времени ее жизни.

Коллоидные квантовые точки (КТ) сульфида серебра, синтезированные методами коллоидной химии, являются объектом исследований в большом числе работ. Широкий интерес к КТ данного состава обусловлен большим спектром потенциальных направлений использования, в частности для люминесцентной диагностики и биомаркирования, фотокатализе и фотовольтаике, в квантовой сенсорике. Значительная часть данных приложений требует фотостабильности люминесцентных и абсорбционных свойств КТ, а также значительного квантового выхода фотолюминесценции.

Одним из путей решения данной проблемы является разработка приемов синтеза КТ типа ядро/оболочка [1-5]. Так в ряде работ рассмотрены приемы формирования структур ядро/оболочка типа $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ [1-3], $\text{Ag}_2\text{S}/\text{CdS}$ [4], $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ [5]. Основным подходом являлся водный синтез с использованием тиогликолевой (TGA) либо меркаптопропионовой (МРА) кислот в качестве пассиватора поверхности. Основным источником серы являлся тиосульфат натрия ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$). Формирование оболочек приводило к росту интенсивности полосы люминесценции, обусловленной излучательной аннигиляцией экситона в нанокристаллических ядрах Ag_2S . Однако данные исследования носят фрагментарный характер, что приводит к отсутствию полноты экспериментальных данных о структурных и оптических свойствах КТ типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{X}$ ($\text{X} - \text{ZnS}, \text{CdS}, \text{SiO}_2$). Таким образом разработка методик синтеза и исследование структурных и оптических свойств КТ Ag_2S и КТ типа ядро/оболочка на их основе является актуальной задачей.

В данной работе исследованы люминесцентные свойства коллоидных квантовых точек типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$, пассивированные тиогликолевой кислотой. Синтез осуществляли в два этапа: 1) синтезировались ядра Ag_2S в водном растворе тиогликолевой кислоты, в качестве источника серы использовался водный раствор Na_2S , более подробно методика синтеза описана в работах [6, 7]; 2) на втором этапе в коллоидный раствор вносили водный раствор ацетата цинка в количестве, обеспечивающем соотношение $\text{Zn}:\text{Ag}=0,2$, после чего раствор нагревался до 40°C и выдерживался в течении 15 минут.

Структурные свойства полученных квантовых точек исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), с помощью просвечивающего электронного микроскопа Libra 120 (CarlZeiss, Germany). Согласно полученным данным использованная методика синтеза обеспечивает формирование КТ Ag_2S средним размером 2.6 нм (рис. 1а). После наращивания оболочки ZnS средний размер КТ увеличивался до 3.7 нм (рис. 1б). Анализ ПЭМ изображений в высоком разрешении показал наличие межплоскостных расстояний, соответствующих плоскости 121 моноклинной фазы Ag_2S . После наращивания оболочки на поверхности КТ наблюдается формирование новой фазы на поверхности ядер Ag_2S с иным контрастом.

Спектры оптического поглощения полученных КТ Ag_2S и КТ ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$, полученные с помощью спектрофотометра USB2000+ с источником света USB-DT, представлены на рисунке 2а.

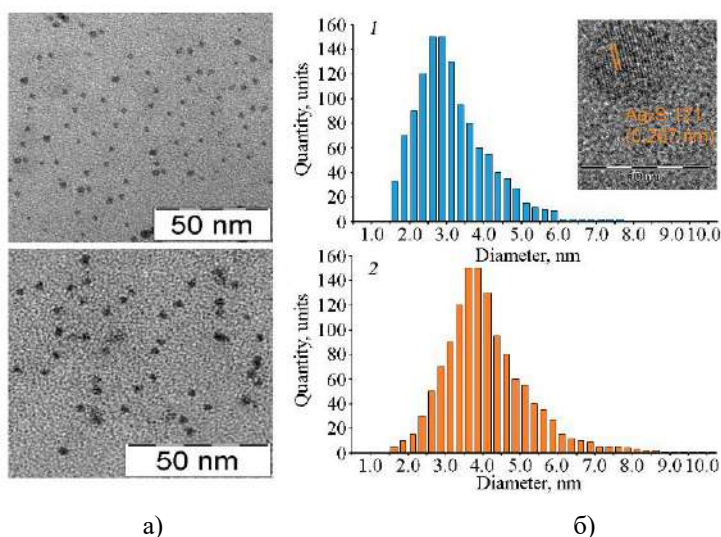


Рис. 1. ПЭМ изображения (а) и гистограммы распределения по размеру (б) КТ Ag_2S –1 и систем типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ – 2

В спектрах оптического поглощения КТ Ag_2S наблюдается характерная особенность в районе 1.9 эВ, наличие которой связано с переходом $1\text{S}_{3/2}-1\text{S}_e$ в КТ преобладающего размера, что подтверждается теоретически. В результате наращивания оболочки ZnS наблюдается увеличение оптической плотности в области больших энергий, что обусловлено наращиванием оболочки из более широкозонного материала ZnS на поверхности КТ Ag_2S .

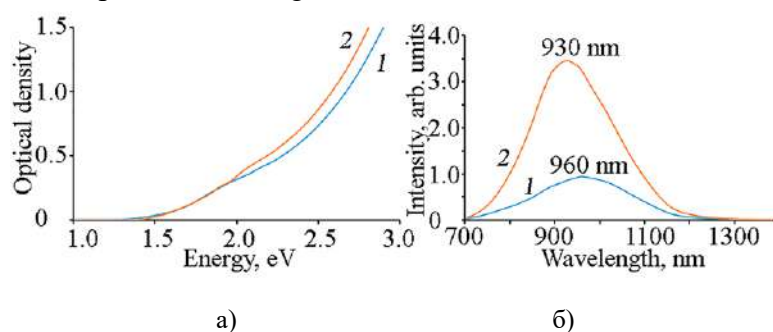


Рис. 2. Спектры оптического поглощения (а) и фотолюминесценции (б) коллоидных КТ Ag_2S –1 и систем типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ – 2

Спектры люминесценции были получены с помощью автоматизированного спектрального комплекса на основе монохроматора МДР-4. Регистрация люминесценции осуществлялась с помощью высокостабильного фотодиода PDF-10C/M (Thorlabs, USA). В качестве источника возбуждения использовался лазерный фотодиод LPC-836 ($\lambda_{\text{max}} = 660 \text{ nm}$, $P_{\text{max}} = 200 \text{ mW}$). В спектрах фотолюминесценции КТ Ag_2S (рис. 2б, кривая 1) наблюдали широкую полосу с максимумом в районе 960 нм и полушириной 240 нм. Значительная полуширина и стоксов сдвиг относительно положения характерной особенности в поглощении (1.9 эВ) свидетельствуют о рекомбинационной природе данной полосы. Формирование оболочки ZnS на поверхности ядер Ag_2S обеспечивает увеличение интенсивности наблюдаемой люминесценции до 4 раз и незначительное смещение максимума полосы к 930 нм. Данное смещение по всей видимости связано с изменением состояния интерфейсов нанокристаллов Ag_2S и залечиванием поверхностных дефектов. Данные время-разрешенной люминесцентной спектроскопии показали увеличения среднего времени жизни фотолюминесценции с 2.7 нс до 15.0 нс в результате наращивания оболочки (рис. 3). Данный эффект может быть связан с залечиванием дефектов, играющих роль каналов безызлучательной рекомбинации, способных осуществлять быстрый захват

носителей заряда.

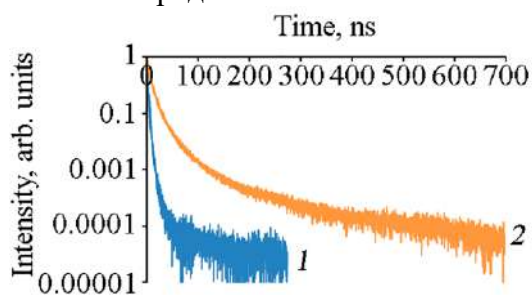


Рис. 3. Кинетика люминесценции коллоидных КТ Ag_2S –1 и систем типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ – 2

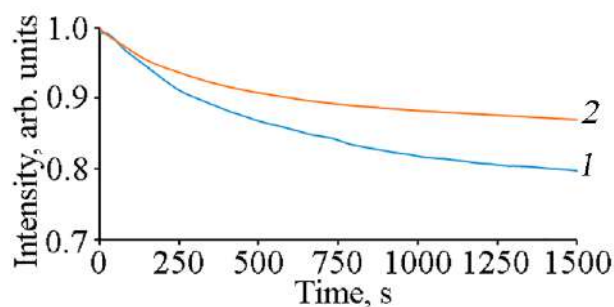


Рис. 4. Фотостабильность люминесценции коллоидных КТ Ag_2S –1 и систем типа ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ – 2

Исследована фотостабильность люминесценции КТ Ag_2S и систем ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$ при облучении лазерным излучением с длиной волны 445 нм и мощностью 10 мВт, нормированные временные зависимости которой приведены на рис. 4. Для КТ Ag_2S наблюдается фотодеградация люминесценции на временах порядка 1500 с, которая заключается в снижении интенсивности до 20%. Согласно данным работы [7] основным механизмом данного процесса является – фотоиндуцированное формирование малоатомных кластеров серебра на интерфейсах КТ Ag_2S , появление которых приводит к созданию новых центров безызлучательной рекомбинации. Еще одним возможным механизмом, дающим вклад в фотодеградацию является процесс фотоионизации КТ Ag_2S , возникающий при участии центров люминесценции, при котором возбуждающее излучение может способствовать преодолению свободной дыркой потенциального барьера и выхода ее из КТ. Формирование оболочки ZnS снижает деградацию фотолюминесценции наночастиц Ag_2S . С учетом предполагаемых механизмов фотоиндуцированной деградации люминесценции, влияние оболочки можно объяснить с нескольких точек зрения. Во-первых, наличие слоя ZnS препятствует диффузии атомов серебра и последующему формированию малоатомных серебряных кластеров на интерфейсе наночастиц Ag_2S . Во-вторых, наличие слоя ZnS может препятствовать выходу дырки из КТ, приводящему к фотоионизации наночастиц Ag_2S .

Таким образом, исследованы структурные и оптические свойства коллоидных КТ Ag_2S и КТ ядро/оболочка $\text{Ag}_2\text{S}/\text{ZnS}$. Методами просвечивающей электронной микроскопии установлено формирование оболочек ZnS , на поверхности ядер Ag_2S , сопровождающееся увеличением среднего размера с 2.6 нм до 3.7 нм. В спектрах люминесценции наблюдается увеличение интенсивности рекомбинационной полосы до 4 раз. С помощью время-разрешенной спектроскопии обнаружено увеличение среднего времени жизни люминесценции с 2.6 нс до 15 нс.

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

1. M. Karimipour, N. Moradi, M. Molaei, *J. of Lumin.*, **182**, 91-97, (2017).
2. M. Karimipour, M. Bagheri, M. Molaei, *J. of Electr. Mat.*, **48**, №4, 2555–2562, (2019).
3. P. Jiang, R. Wang, Z. Chen, *RSC Adv.*, **5**, 56789-56793, (2015).
4. M. Karimipour, L. Izadian, M. Molaei, *Luminescence: J. of Biol. and Chem. Lumin.*, **33**, 202–208 (2018).
5. R. Tang, J. Xue, B. Xu, D. Shen, G.P. Sudlow, S. Achilefu, *ACS Nano*, **91**, 220-230, (2015).
6. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, T.S. Kondratenko, A.S. Perepelitsa, I.G. Grevtseva, S.V. Aslanov, *Opt. and Spectr.*, **125**, №1, 107-112, (2018).

7. M.S. Smirnov, O.V. Ovchinnikov, I.G. Grevtseva, A.I. Zvyagin, A.S. Perepelitsa, R.A. Ganeev, *Opt. and Spectr.*, **124**, №5, 681-686 (2018).

ПЛОТНОСТЬ ФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ОДНОМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Долганов П.В.* , Бакланова К.Д.** , Долганов В.К.*

*Институт физики твёрдого тела Российской академии наук, Московская область, г. Черноголовка, Россия

**Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Москва, Россия

Проведены комплексные экспериментальные исследования оптических свойств жидкокристаллических фотонных кристаллов. Определена плотность фотонных состояний жидкокристаллических фотонных кристаллов с одномерным и трехмерным упорядочением, температурная зависимость плотности фотонных состояний. Экспериментальные результаты сопоставлены с теорией

Жидкие кристаллы, состоящие из ориентационно упорядоченных анизотропных хиральных молекул, образуют большое число фотонно-кристаллических структур с необычными и уникальными оптическими свойствами. Хорошо известными примерами жидкокристаллических фотонных кристаллов являются одномерные холестерические жидкие кристаллы и фотонные структуры с трехмерным упорядочением, так называемые кристаллические жидкости или Голубые фазы. Жидкокристаллические фотонные кристаллы обладают рядом нетривиальных свойств, в том числе перспективных для практических приложений. Одной из особенностей жидкокристаллических фотонных кристаллов, связанной с их хиральной структурой, является сильная зависимость оптических свойств от поляризации световой волны. С помощью внешних полей, светового воздействия, изменения температуры можно перестраивать в широких пределах спектральное положение и ширину фотонной запрещённой зоны.

Одной из основных характеристик фотонных кристаллов является плотность фотонных состояний или число фотонных мод на единицу диапазона частот. Экспериментальное определение плотности фотонных состояний представляет собой важную задачу как с фундаментальной точки зрения, так и для различных приложений фотонных кристаллов.

В работе выполнены комплексные исследования оптических свойств одномерных и трехмерных жидкокристаллических фотонных кристаллов с фотонной запрещенной зоной в видимой области спектра. Фотонные свойства структур были исследованы с использованием различных подходов [1,2]. Проведены измерения спектров пропускания, отражения, вращения плоскости поляризации света. Были выполнены измерения поляризованной люминесценции в спектральной области фотонной запрещенной зоны. В исследованиях люминесценции использовались образцы, допированные органическими красителями с различной упорядоченностью дипольного момента перехода относительно преимущественной ориентации длинной оси молекул.

Плотность фотонных состояний в жидкокристаллических фотонных кристаллах с одномерным и трехмерным упорядочением определена из измерений вращения плоскости поляризации света и из спектров поляризованной люминесценции. Плотность фотонных состояний также рассчитана с использованием материальных параметров, определенных из независимых измерений спектров пропускания и отражения. Для определения плотности состояний из спектров люминесценции использован аналитический подход, учитывающий ориентационное упорядочение люминесцентных молекул и поляризационные свойства собственных мод света в фотонном кристалле [3-5].

Периодическое изменение ориентации главных показателей преломления приводит к перераспределению спектральной плотности фотонных состояний. В спектральной области, соответствующей фотонной зоне, плотность состояний существенно уменьшается по сравнению со средой без фотонной запрещенной зоны. Вблизи границ зоны плотность фотонных состояний имеет резкие максимумы. Спектральная ширина фотонной запрещенной зоны и интенсивность максимумов плотности фотонных состояний определяются эффективной оптической анизотропией структуры.

Определена температурная зависимость плотности фотонных состояний в холестерическом фотонном кристалле. Ширина фотонной запрещенной зоны, оптические характеристики, связанные с плотностью фотонных состояний, существенно трансформируются с температурой. Сравняются свойства различных жидкокристаллических фотонных кристаллов, анализируется связь их оптических характеристик с плотностью фотонных состояний. Изучена зависимость спектров плотности фотонных состояний от толщины образца. Нами описывается и анализируется трансформация фотонных свойств при переходах между структурами с одномерным и трехмерным упорядочением. Показано, что экспериментальные спектры находятся в качественном и количественном согласии с теорией. Результаты исследований указывают на возможность применения использованных нами методов для исследования различных типов фотонных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-02-00246.

1. P.V. Dolganov, G.S. Ksyonz, V.E. Dmitrienko, V.K. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **87**, 032506-1-032506-4, (2013).
2. P.V. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **91**, 042509-1-042509-5, (2015).
3. J. Schmidtke, W. Stille, *Eur. Phys. J. B*, **31**, 179, (2003).
4. П.В. Долганов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 616-620, (2017).
5. П.В. Долганов, В.К. Долганов, *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 170-174, (2018).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ Er И Yb НА СТРУКТУРУ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОЗРАЧНЫХ СТЕКОКЕРАМИК НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ ZnO

Алексеева И.П., Бачина А.К., Дымшиц О.С., Жилин А.А., Центрер М.Я., Шемчук Д.В., Волокитина А.А.*, Лойко П.А.*, Баранов А.В.*

АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Термообработкой стекол калиевоцинковоалюмосиликатной системы, допированных оксидами эрбия и иттербия, получены прозрачные стеклокристаллические материалы на основе наноразмерных кристаллов ZnO. Обнаружено влияние концентрации редкоземельных ионов на структуру и оптические свойства материалов. Разработанные материалы могут использоваться как люминофоры.

Наноматериалы на основе оксида цинка (нанокристаллы, наностержни, нанопроволоки, квантовые точки, стеклокерамики (СКМ)) в последние годы вызывают большой интерес. Эти материалы используются в газовых, химических и биосенсорах, светодиодах и солнечных элементах, стеклах для дисплеев и других оптических устройствах. СКМ на основе нанокристаллов ZnO могут быть допированы ионами редкоземельных элементов. Несмотря на то, что последние, по-видимому, не встраиваются в структуру нанокристаллов ZnO, их локализация вблизи нанокристаллов позволяет получить эффективный перенос энергии от энергетических состояний дефектов в структуре ZnO к ионам редких земель и обратно. Это позволяет реализовать процессы up- и down-конверсионного преобразования излучения для применения в люминофорах и в люминесцентных маркерах. Создание прозрачных СКМ на основе нанокристаллов ZnO, допированных ионами редкоземельных элементов, и исследование их структуры и оптических свойств является актуальной задачей.

В исходное стекло состава (мол%) $14 \text{ K}_2\text{O} - 32 \text{ ZnO} - 14 \text{ Al}_2\text{O}_3 - 40 \text{ SiO}_2$ были дополнительно введены оксид эрбия Er_2O_3 и иттербия Yb_2O_3 (по 0.1, 0.2 и 0.3 мол% каждого оксида). Синтез стекол массой 400 г проводился в тиглях из кварцевой керамики при температуре 1600°C в течение 3 ч с принудительной гомогенизацией расплава. Стекла отливались на металлическую плиту и отжигались при температуре 550°C .

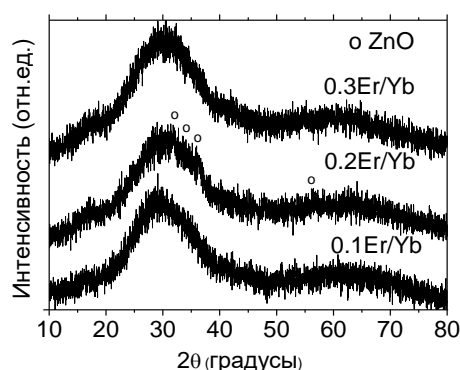


Рис. 1. Дифрактограммы исходных стекол с различной концентрацией оксидов редкоземельных элементов: 0.1, 0.2 и 0.3 мол% Er_2O_3 и Yb_2O_3

Полученные стекла были прозрачны и имели розоватую окраску, интенсивность которой усиливалась при увеличении концентрации Er_2O_3 . Стекла с концентрацией 0.2 мол% Er_2O_3 и 0.2 мол% Yb_2O_3 содержали области розовато-желтоватой окраски, обусловленные выделением наноразмерных кристаллов ZnO. Остальные стекла были рентгеноаморфными (рис. 1).

Структура исходных стекол была изучена методом просвечивающей электронной микроскопии (рис. 2). На изображениях всех стёкол видны равномерно распределенные тёмные области неоднородностей. Их размер зависит от содержания в стекле редкоземельных оксидов: средний диаметр этих областей для концентраций 0.1, 0.2 и 0.3 мол% составил 4.6 нм, 11.5 нм и 14.2 нм, соответственно.

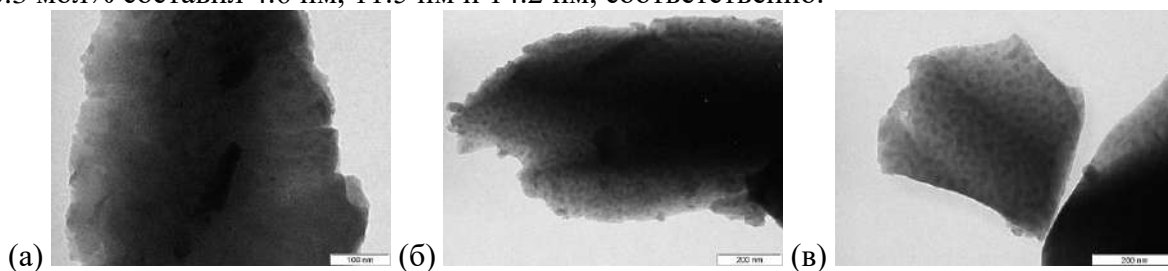


Рис. 2. Изображения исходных стекол с различной концентрацией оксидов редкоземельных элементов (а) 0.1, (б) 0.2 и (в) 0.3 мол% Er_2O_3 и Yb_2O_3 , полученные методом просвечивающей электронной микроскопии

Спектры поглощения исходных стекол позволили получить дополнительную информацию о природе областей неоднородности (рис. 3). Нелинейный характер изменения положения края поглощения в концентрационном ряду $x\text{Er}_2\text{O}_3+y\text{Yb}_2\text{O}_3$ свидетельствует о различном составе этих областей. Край поглощения максимально сдвинут в видимую область в образце с содержанием 0.2 мол% Er_2O_3 и 0.2 мол% Yb_2O_3 , что можно объяснить выделением нанокристаллов ZnO . Сдвиг в УФ область края поглощения в образце с концентрацией 0.3 мол% Er_2O_3 и 0.3 мол% Yb_2O_3 свидетельствует о том, что в этом образце ликвационные области обогащены не ZnO , как в стекле с 0.1 мол% Er_2O_3 и 0.1 мол% Yb_2O_3 , а оксидами редкоземельных ионов. Следует отметить, что подъем ИК края поглощения, обусловленный рассеянием на свободных носителях заряда (не показанный на рисунке), наблюдается только в образце с содержанием 0.2 мол% Er_2O_3 и 0.2 мол% Yb_2O_3 , в котором обнаружено выделение нанокристаллов ZnO .

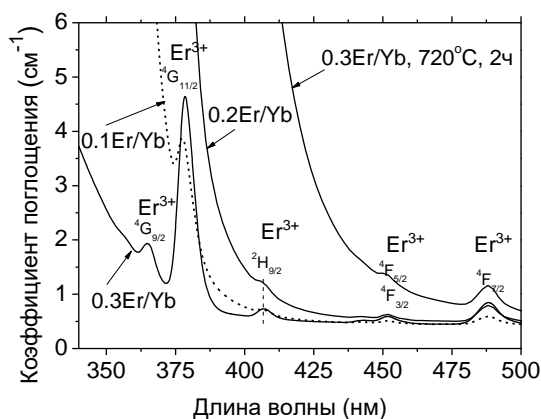


Рис. 3. Спектры поглощения исходных стекол с различной концентрацией оксидов редкоземельных элементов и стекла с концентрацией 0.3 мол% Er_2O_3 и Yb_2O_3 , полученного термообработкой при 720 °С в течение 2 ч

Термообработка исходных стекол при температуре 720 °С в течение 2 ч приводит к выделению нанокристаллов ZnO во всех исследованных образцах (рис. 4). Размер нанокристаллов, определенный из уширения дифракционных пиков на дифрактограммах, составил 96, 118 и 170 Å для концентраций оксидов редкоземельных элементов 0.1, 0.2 и 0.3 мол%, соответственно. Параметры элементарной ячейки кристаллов ZnO при изменении содержания редкоземельных ионов изменяются несистематически и составляют $a=3.256$ Å, $c=5.293$ Å; $a=3.249$ Å, $c=5.330$ Å и $a=3.256$ Å, $c=5.227$ Å, соответственно, что свидетельствует о сложном характере взаимодействия редкоземельных ионов с нанокристаллами ZnO .

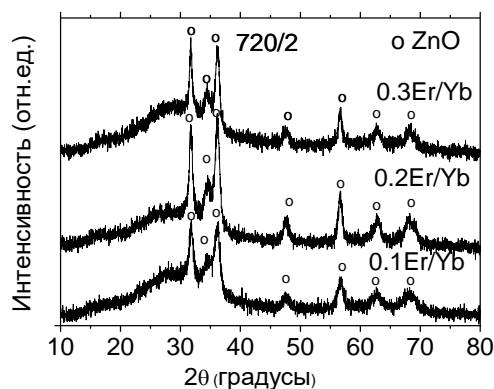


Рис. 4. Дифрактограммы материалов, полученных термообработкой стекол при 720 °С в течение 2 ч

Спектры поглощения стеклокристаллических материалов (рис. 3) обусловлены как поглощением света ионами Er^{3+} и Yb^{3+} , так и поглощением и рассеянием света на нанокристаллах ZnO . Полосы поглощения ионами Er^{3+} и Yb^{3+} обусловлены электронными переходами из основного состояния в различные возбуждённые состояния. К ионам Er^{3+} относятся полосы поглощения на длинах волн 0.45 мкм (переход ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{3/2} + {}^4\text{F}_{5/2}$), 0.49 мкм (переход ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{7/2}$), 0.52 мкм (переход ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^2\text{H}_{11/2} + {}^4\text{S}_{3/2}$), 0.65 мкм (переход ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{9/2}$) и 1.5 мкм (переход ${}^4\text{I}_{15/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$). К ионам Yb^{3+} относится полоса в области ~1 мкм (переход ${}^2\text{F}_{7/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{5/2}$). При термообработке образцов форма этих полос в спектрах поглощения стеклокерамик практически не изменяется, что говорит о том, что ионы Er^{3+} и Yb^{3+} , по-видимому, не встраиваются в структуру формирующихся в стеклокерамиках нанокристаллов ZnO . Смещение края УФ-поглощения в длинноволновую область и увеличение потерь на длинах волн > 1.2 мкм являются признаками кристаллизации ZnO . Последний эффект связан с рассеянием свободных носителей заряда и обусловлен присутствием редкоземельных ионов вблизи кристаллов ZnO .

Спектры люминесценции типичны для Er^{3+} -содержащих алюмосиликатных стёкол. Наблюдаются интенсивные полосы зелёной люминесценции с максимумами на длинах волн ~0.52 и 0.55 мкм, что соответствует электронным переходам ${}^2\text{H}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ и ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$, а также слабые полосы в красной области спектра (~0.66 мкм, ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$) и ближней ИК области (~0.85 мкм, ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$). С увеличением температуры термообработки стеклокерамик интенсивность люминесценции постепенно уменьшается, а форма спектров люминесценции остаётся неизменной. Это также свидетельствует о том, что ионы Er^{3+} не встраиваются в структуру нанокристаллов ZnO , а остаются в остаточном калиевоалюмосиликатном стекле. Уменьшение интенсивности люминесценции, происходящее при увеличении объёмной доли нанокристаллов, можно объяснить тушением люминесценции в остаточной стеклофазе, а также переносом энергии $\text{Er}^{3+} \leftrightarrow \text{ZnO}$. Полученные материалы могут найти применение как люминофоры.

Авторы выражают благодарность РФФИ (грант № 19-03-00855) за частичную поддержку работы.

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ПАРАМЕТРЫ ФОТОПРИЕМНИКОВ И СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ge/Si Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лозовой К.А., Дирко В.В., Духан Р.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Рассчитаны параметры фотоприемников и солнечных элементов на основе квантовых точек германия на кремниевой подложке. Особое внимание уделено влиянию поверхностной плотности и распределения по размерам квантовых точек на обнаружительную способность фотоприемников и коэффициент полезного действия фотопреобразователей.

Солнечные элементы на основе кремния активно изучаются учеными из-за своих высоких характеристик и разработанности технологии производства. Однако величина ширины запрещенной зоны для кремния не позволяет поглощать низкоэнергетические фотоны и использовать весь солнечный спектр. Предлагаются различные пути увеличения эффективности кремниевых солнечных элементов за счет поглощения фотонов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. Одной из самых перспективных альтернатив является использование германиевых квантовых точек на кремниевых подложках. В таких структурах формируется так называемая промежуточная зона – область разрешенных состояний в запрещенной зоне кремния. Поэтому становится возможным двухступенчатый переход носителей из валентной зоны в зону проводимости через промежуточную зону, вызванный поглощением низкоэнергетических фотонов. В результате наблюдается продление спектра чувствительности солнечного элемента в длинноволновую область и соответствующее увеличение эффективности преобразования солнечной энергии. Кроме того, достоинством структур с квантовыми точками Ge/Si (гетероструктур II типа) является большое время жизни носителей, обусловленное непрямыми оптическими переходами и пространственным разделением электронов и дырок.

Фотодетекторы с квантовыми точками германия в кремнии привлекают большое внимание исследователей благодаря совместимости с хорошо развитой кремниевой технологией, работе в диапазоне длин волн прозрачности атмосферы, а также высокой чувствительности. Однако для реализации всех потенциальных возможностей фотодетекторов и солнечных элементов на основе наноструктур с квантовыми точками германия в кремнии необходима тщательная отработка технологии их синтеза.

В работе проводится анализ дальнейших перспектив использования структур с квантовыми точками германия на кремнии в солнечных элементах и фотоприемниках видимого и инфракрасного диапазонов. Рассматриваются возможности оптимизации режимов эпитаксиального синтеза наноструктур с квантовыми точками для улучшения рабочих характеристик этих приборов. С использованием физико-математической модели, позволяющей рассчитать зависимости параметров выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии массивов островков от условий синтеза, оценены ростовые параметры, необходимые для создания таких приборно-ориентированных гетероструктур. Особое внимание уделяется подбору режимов роста для создания ансамблей островков требуемого размера и высокой плотности, с заданными положениями дискретных энергетических уровней и промежуточной зоны. Приводятся результаты по выращиванию гетероструктур с квантовыми точками германия-кремния на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь-100».

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-20082.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ nVn СТРУКТУР КРТ ДЛЯ БЛИЖНЕГО И СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНОВ

Горн Д.И., Войцеховский А.В.

Томский государственный университет, г. Томск, Россия

В докладе приводятся результаты моделирования электрофизических свойств униполярных фоточувствительных гетероструктур типа nVn на основе КРТ.

Известно, что основным подходом в вопросе минимизации тепловой генерации в активной области ИК фотодетектора без криогенного охлаждения является подавление механизмов Оже с неравновесным обеднением полупроводника, а также использование новых естественных и модифицированных полупроводниковых материалов и полупроводниковых структур с пониженной тепловой генерацией. Одним из вариантов решения подобной задачи является реализация на основе материала КРТ так называемой барьерной структуры типа nVn с широкозонным барьером. При отрицательном смещении для основных носителей заряда в структуре создаётся потенциальный барьер, и происходит подавление темновых токов, вызванных основными носителями [0]. Основной задачей при создании nVn фотодетектора на основе КРТ с характеристиками, соответствующими р—n-фотодиодам на основе КРТ, является задача устранения барьера для неосновных носителей заряда в структуре. Существует несколько вариантов решения данной проблемы: увеличение внешнего смещения, управление параметрами слоёв (главным образом, акцепторное легирование барьерного слоя), а также использование многослойных барьеров, включая барьеры в виде сверхрешёток. Данные подходы были детально проанализированы нами ранее [0]. С точки зрения практической реализации приборных структур на основе материала КРТ, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), наиболее применимым видится способ устранения барьера за счёт выбора подходящего напряжения смещения и проектирования приборной структуры соответствующей архитектуры, обеспечивающей зонную диаграмму с минимальной величиной барьера.

В соответствие с этим целью настоящей работы было моделирование зонных диаграмм и электрофизических характеристик структур на основе КРТ барьерными слоями для разработки фотодиодных фотоприёмных устройств ИК-диапазона с повышенной рабочей температурой.

Для расчёта профиля электростатического потенциала нами решалось уравнение Пуассона с учётом композиционной и температурной зависимости электронного сродства от состава КРТ. Расчет вольтамперных характеристик гетероперехода проводится исходя из баланса токов термоэлектронной эмиссии.

Были проведены расчёты энергетических диаграмм nVn структур, выращенных в ИФП СО РАН, и проведена оценка влияния величины приложенного смещения на высоту барьера для дырок. Показано, что при увеличении смещения высота барьера для дырок становится меньше, что уменьшает барьер для тока неосновных носителей, что должно приводить к увеличению обнаружительной способности. Также на основании расчёта показано влияние величины приложенного смещения на высоту барьера для дырок в структуре nVn на основе КРТ n-типа

1. M. Kopytko, A. Kębłowski, W. Gawron, P. Madejczyk, *Opto-Electronics Review*, **23**(2), 143-148 (2015).
2. A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn, *Journal of Communications Technology and Electronics*, **62**(3), 314-316 (2017).

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ И ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА
НОВЫХ ТИПОВ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР
ДЛЯ ПРИБОРОВ ОРГАНИЧЕСКОЙ ФОТОНИКИ**
**Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Коханенко А.П.,
Копылова Т.Н., Дегтяренко К.М., Новиков В.А.**

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Исследован адмиттанс МДП-структур на основе пентацена, а также многослойных систем, перспективных для создания органических светодиодов. Измерения в широком диапазоне условий обеспечивают информацию о свойствах ловушек в органической пленке, о значениях подвижности носителей заряда.

Интерес к исследованиям процессов в многослойных органических и органо-неорганических системах обусловлен возможностями создания при помощи относительно недорогой технологии приборов электроники и фотоники (органических светодиодов – ОСИД, солнечных элементов, фотопреобразователей, тонкопленочных полевых транзисторов) с принципиально новыми функциональными возможностями. Для практической реализации потенциальных преимуществ органических приборов необходимо систематическое изучение электрических и оптических процессов в органических пленках и многослойных системах на их основе. Метод адмиттанса давно применяется при исследованиях свойств структур разной конфигурации на основе традиционных неорганических полупроводников. Использование этого метода для случая органических полупроводников перспективно, но пока ограничено [1, 2]. В докладе представлены результаты экспериментальных исследований адмиттанса многослойных органических и органо-неорганических систем, проведенные в широком диапазоне частот, смещений и температур.

Объектами исследования являлись структуры двух типов – МДП-структуры на основе органического полупроводника (пентацена) и неорганического диэлектрика (SiO_2 или $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$), а также многослойные органические системы с перспективными для создания ОСИД эмиссионными слоями – ЯК-203 (2-N,2-N,8-N-тетракис(4-метоксифенил)-(добензотиофен-5,5-диоксид)-2,8-диамин) или Alq_3 (трис(8-гидроксихинолин) алюминия). При создании МДП-структур использовались подложки из высоколегированного *n*-Si с нанесенными сверху диэлектрическими слоями. Для части образцов сверху слоя SiO_2 при помощи магнетронного распыления наносился слой Ga_2O_3 [3]. Пленки Ga_2O_3 переводились из аморфного состояния в β -фазу при помощи отжига, температура которого составляла 900 °С. После обработки в кислородной плазме и подготовки поверхности методом термовакuumного напыления формировались пленки пентацена, толщина которых составляла 50 нм. Золотые контакты к пентацену создавались методом вакуумного напыления, а омические индиевые контакты к кремниевой подложке – методом электрического пробоя.

ОСИД-структуры представляли собой многослойные системы ИТО/PEDOT:PSS (30 нм)/ α -NPD (20 нм)/ЯК-203 (50 нм)/BCP (15 нм)/LiF (1 нм)/Al. Для части образцов вместо слоев ЯК-203/BCP формировался слой Alq_3 толщиной 35 нм. На профилированный ИТО посредством центрифугирования и последующей сушки наносился полимер PEDOT:PSS, который выполнял роль слоя инжектирующего дырки. Слой из α -NPD служил для транспорта дырок. Материалы ЯК-203 или Alq_3 использовались в излучательном (эмиссионном) слое. Вещество BCP (2,9 -диметил (4,7-дифенил) -1,10 фенантролин) выполняло функцию транспорта электронов (в образце с ЯК-203). Основные слои в ОСИД-структурах формировались путем

термовакуумного напыления. Алюминий, созданный с использованием вольфрамового испарителя, имел толщину около 100 нм. На завершающей стадии изготовления образцов проводилось капсулирование ячеек стеклянной крышкой с помощью эпоксидного компаунда E131.

Электрофизические измерения проводились при помощи автоматизированной установки, в состав которой входили измеритель иммитанса Agilent E4980A, контроллер температуры LakeShore, неоптический криостат Janis. Установка позволяла измерять зависимости адмиттанса от напряжения, от частоты тестового сигнала (0.5–2000 кГц) и от температуры (8–300 К). За прямое направление развертки напряжения принималось изменение напряжения от отрицательных значений к положительным, за обратное – от положительных к отрицательным. Для определения подвижности носителей заряда также использовался метод переходной электролюминесценции.

Исследования электрофизических характеристик МДП-структур на основе пентацена показали, что минимальное значение емкости на вольт-фарадной характеристике (ВФХ) достигается при положительном смещении на золотом контакте и определяется (при достаточно высоких температурах) образованием инверсионного слоя, а не полным обеднением органической пленки. При охлаждении образцов скорость поступления электронов в инверсионный слой снижается, что приводит к исчезновению участка насыщения емкости из-за неравновесного обеднения приповерхностного слоя пентацена (рис. 1). Гистерезис ВФХ для структур с SiO_2 отсутствует, а для образцов с $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ достаточно мал. Концентрация дырок в приповерхностном слое пентацена, найденная в рамках анализа Мотта-Шоттки, составила $(1.3\text{--}1.8)\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для различных образцов. Определенные из ВФХ концентрации дырок практически не зависят от температуры и частоты. Это свидетельствует о незначительном вкладе инжекции из контакта [4] в формирование ВФХ. Измеряемая проводимость МДП-структур с $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ отрицательна при высоких частотах, что согласуется с теоретическими прогнозами [5]. Показано, что измерения адмиттанса МДП-структур при низких температурах (от 8 К) информативны при определении параметров ловушек в объеме органических пленок [6]. Для МДП-структур с диэлектриком SiO_2 обнаружен низкотемпературный максимум проводимости, обусловленный мелким объемным уровнем с энергией активации около 3 мэВ и концентрацией, близкой к $1.4\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для структур с диэлектриком $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ выявлено два уровня (рис. 2) с концентрациями 2.3×10^{18} и $2.0\times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и энергиями 6-7 и 570-660 мэВ, соответственно.

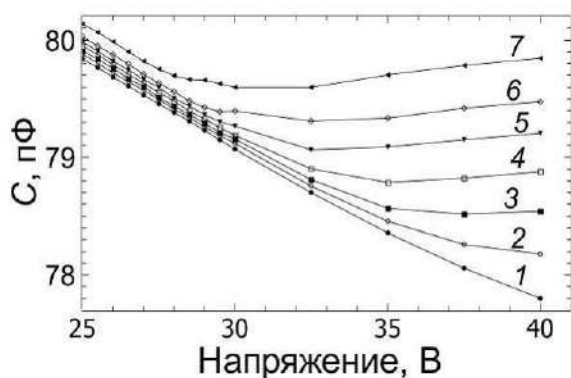


Рис. 1. Фрагменты ВФХ МДП-структуры с диэлектриком SiO_2 , измеренные на частоте 50 кГц при различных температурах, К: кр. 1 – 100, кр. 2 – 111, кр. 3 – 119, кр. 4 – 128, кр. 5 – 137, кр. 6 – 147, кр. 7 – 170

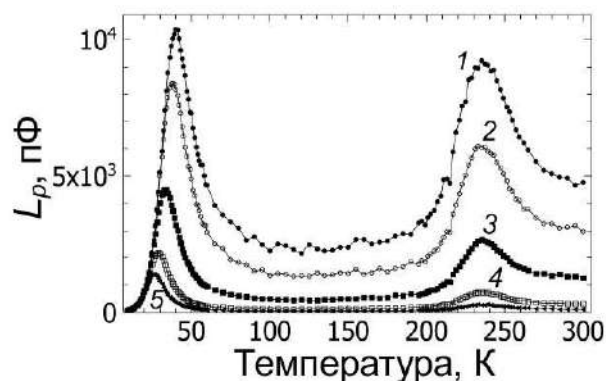


Рис. 2. Экспериментальные зависимости проводимости L_p МДП-структуры с диэлектриком $\text{SiO}_2/\text{Ga}_2\text{O}_3$ от температуры, измеренные на частоте 100 кГц при различных напряжениях, В: кр. 1 – -20, кр. 2 – -10, кр. 3 – 0, кр. 4 – 10, кр. 5 – 20

При разных частотах и температурах исследованы ВФХ ОСИД-структур, а также зависимости приведенной проводимости от напряжения. Из результатов измерений следует, что в ОСИД-структурах с ЯК-203 одновременно происходит инжекция в излучательную область носителей заряда обоих типов и отсутствует область напряжения, в которой доминируют носители заряда одного типа [7]. Для ОСИД-структур с Alq3 изменения значений емкости и проводимости близки при подаче напряжения разных полярностей. Изучены частотные зависимости адмиттанса и приведенной проводимости ОСИД-структур при различных смещениях (рис. 3), которые согласуются с результатами расчета [8]. Показано, что изменения частотных зависимостей емкости и проводимости при охлаждении более заметны в диапазоне температур 200–300 К на низких частотах (<1 кГц), чем при меньших температурах.

Определены значения подвижности носителей заряда из частотных зависимостей мнимой части импеданса [2], измеренных при разных напряжениях и температурах. Зависимость подвижности от корня квадратного из напряженности электрического поля лучше спрямляется при линейном масштабе оси подвижностей (рис. 4), чем в координатах Пула-Френкеля. Для ОСИД-структуры с ЯК-203 значения подвижности уменьшаются в несколько раз при охлаждении образца от 300 до 220 К (рис. 4), для структуры с Alq3 изменения значений подвижности при охлаждении менее выражены.

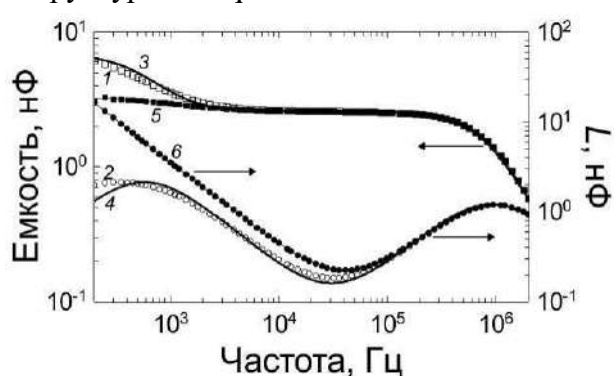


Рис. 3. Экспериментальные (кр. 1, 2, 5, 6) и расчетные (кр. 3, 4) частотные зависимости емкости (кр. 1, 3, 5) и приведенной проводимости (кр. 2, 4, 6) ОСИД-структуры с ЯК-203 при напряжениях 0 (кр. 1-4) и 6 В (кр. 5, 6) и температуре 300 К

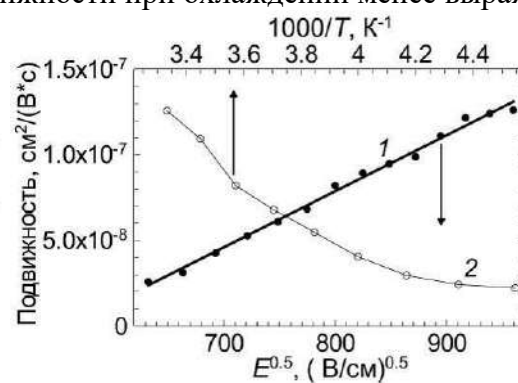


Рис. 4. Зависимости подвижности носителей заряда от напряженности электрического поля при температуре 300 К (кр. 1) и от температуры при напряжении 6 В (кр. 2), построенные по результатам измерения импеданса ОСИД-структуры с ЯК-203

Для структур с эмиссионными слоями ЯК-203 и Alq3 найденные из измерений импеданса значения подвижности при 300 К и $E^{0.5}=950$ (В/см) $^{0.5}$ составили 1.2×10^{-7} и 1.3×10^{-6} см 2 /(В·с), соответственно. Значения подвижности для ОСИД-структуры с ЯК-203, определенные при близких условиях методом переходной электролюминесценции, больше значений, найденных из измерений импеданса, примерно в 10 раз, что отражает особенности использованных методик [2].

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта р_а № 18–43–700005.

1. H. Hirwa, S. Pittner, V. Wagner, *Org. Electron.*, **24**, 303–314, (2015).
2. D.C. Tripathi, A.K. Tripathi, Y.N. Mohapatra, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, No.3, 14, (2011).
3. S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary IV, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro, *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 011301, (2018).
4. A. Nigam, M. Premaratne, P.R. Nair, *Org. Electron.*, **14**, 2902–2907, (2013).
5. K. Ghosh, U. Singiseti, *Appl. Phys. Lett.*, **109**, 072102, (2016).
6. В.А. Новиков, А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, Т.Н. Копылова, К.М. Дегтяренко, Е.В. Черников, В.М. Калыгина, *Изв. вузов. Физика*, **62**, №1, 79–87, (2019).

7. N.D. Nguyen, M. Schmeits, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **203**, No.8, 1901, (2006).
8. А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.МДзядух, Т.Н. Копылова, К.М. Дегтяренко, А.П. Коханенко, *Изв. вузов. Физика*, **62**, №2, 107-113, (2019).

ВЛИЯНИЕ ОКСИДА ГРАФЕНА НА ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНЫХ ЯЧЕЕК НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА

Шишов В.В.*, Бабаев А.А.*, Литвин А.П.*

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе оксид графена внедрили в слой переноса дырок солнечных ячеек на основе квантовых точек сульфида свинца, в результате чего наблюдалось увеличение эффективности устройств.

Одним из наиболее перспективных и быстроразвивающихся направлений современной науки является создание солнечных ячеек 3 поколения [1,2]. Создание новых, эффективных, экологичных и технологически простых устройств является приоритетной задачей не только в России, но и во всем мире. Солнечные ячейки 3 поколения имеют ряд неоспоримых преимуществ перед солнечными ячейками 1 и 2 поколений: отсутствие необходимости технологически сложной высокотемпературной обработки, использование относительно простых методов, таких как spin-coating и spray-coating, возможность делать устойчивые к деформациям девайсы – гибкие солнечные ячейки и возможность использовать весь спектр солнечного излучения путем подбора гибридных наноконпонентов для активной области устройства. Тем не менее, существенным недостатком таких устройств является значительно более низкая стабильность по сравнению с ячейками 1 и 2 поколения. Одним из наиболее перспективных решений данной проблемы оказалось использование графена и его производных [1,3–6] для создания различных слоев солнечной ячейки.

В ходе данного исследования восстановленный оксид графена использовался для создания слоя переноса дырок в солнечных ячейках на основе КТ сульфида свинца. В результате внедрения оксида графена наблюдалось значительное усиление тока устройства за счет улучшения экстракции носителей заряда из активной области солнечной ячейки и увеличения общей проводимости слоя переноса дырок солнечной ячейки. Кроме того, было проведено исследование влияния концентрации оксида графена в слое переноса дырок на улучшение параметров устройства. При оптимальной концентрации оксида графена в слое переноса дырок увеличение тока достигло 91%.

Эта работа была частично поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (грант 14.584.21.0032)

1. A.P. Litvin, I.V. Martynenko, F. Purcell-Milton, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, Y.K. Gun'Ko, *J. Mater. Chem. A. Royal Society of Chemistry*, **5**, № 26, 13252–13275, (2017).
2. M.Wright, A.Uddin, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells. North-Holland*, **107**, 87–111, (2012).
3. Y. Sun, W. Zhang, H. Chi, Y. Liu, C. Hou, D. Fang, *Renew. Sustain. Energy Rev. Pergamon*, **43**, 973–980, (2015).
4. Z. Yin, J. Zhu, Q. He, X. Cao, C. Tan, H. Chen, Q. Yan, H. Zhang, *Adv. Energy Mater.*, **4**, 1, 1–19, (2014).
5. X.-F. Lin, Z.-Y. Zhang, Z.-K. Yuan, J. Li, X.-F. Xiao, W. Hong, X.-D. Chen, D.-S. Yu, *Chinese Chem. Lett.*, **27**, 8, 1259–1270, (2016).
6. T. Mahmoudi, Y. Wang, Y.B. Hahn, *Nano Energy. Elsevier Ltd*, **47**, February, 51–65, (2018).

ГИБРИДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МИКРОСФЕР CaCO_3 ОБЛАДАЮЩИЕ МАГНИТНЫМИ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ СВОЙСТВАМИ

Куршанов Д.А., Хавлюк П.Д., Дубовик А.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Разработаны и синтезированы гибридные структуры на основе сфер карбоната кальция с допированными магнитными наночастицами Fe_3O_4 . Поверхность сфер покрыта многослойной оболочкой, состоящая из полиэлектролитов и полупроводниковых нанокристаллов. Наночастицы состава $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ были введены в слои полиэлектролитов.

Интенсивное использование полупроводниковых нанокристаллов в медицинских и биологических областях за последнее десятилетие привело к созданию новых гибридных структур на их основе [1]. Наибольший интерес сосредоточен на квантовых точках (КТ), наночастицах с настраиваемым максимум излучения фотолюминесценции во всем видимом и инфракрасном диапазоне [2]. КТ обладают следующими характеристиками: фотостабильность, высокий квантовый выход и длинные времена жизни фотолюминесценции. В настоящее время изучение сфокусировано на бескадмиевых КТ состава AgInS_2 и/или CuInS_2 , которые имеют хорошие перспективы для применения в цитологии благодаря низкой токсичности и химической стабильности.

В работе представлены исследования по изучению и формированию материалов, позволяющие управлять доставкой лекарственных веществ и визуализировать область доставки, что актуально для биологических приложений. Создание гибридных структур с заданными магнитно-люминесцентными свойствами формируется на основе микросфер карбоната кальция (CaCO_3). Пористые микрочастицы ватерита CaCO_3 являются привлекательными из-за приемлемой биосовместимости, высокого отношения площади поверхности к объему и простого метода синтеза [3]. Данные свойства позволяют формировать и конструировать частицы с настроенными свойствами материала с точки зрения состава, структуры, функциональности – параметров, критически важных для биоприложений.

Магнитные свойства микросфер CaCO_3 формировались за счет внедрения наночастицы состава Fe_3O_4 в пористую структуру материала. Комплекс $\text{CaCO}_3\text{-Fe}_3\text{O}_4$ были приготовлены методом соосаждения путем смешивания концентрированных растворов карбоната натрия и хлорида кальция, содержащего магнитные наночастицы Fe_3O_4 с последующим перемешиванием при 1000 об/мин в течение 30 секунд.

Далее поверхность образовавшихся комплексов $\text{CaCO}_3\text{-Fe}_3\text{O}_4$ покрывалась слоями полиэлектролитов методом layer-by-layer. Частицы смешивались с растворами РАН и PSS последовательно при постоянном встряхивании в течение 10 минут. Процедура покрытия приводила к адсорбции 4 слоев на поверхности CaCO_3 . Для пятого слоя использовались квантовые точки $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ для визуализации полученных комплексов. После микросферы покрывались двумя слоями полиэлектролитов. Каждая адсорбция слоев сопровождалась центрифугированием и промыванием дистиллированной водой.

Измерение оптических спектров поглощения проводили на спектрофотометре Shimadzu UV-3600 в диапазоне 300–700 нм. Измерение спектров люминесценции проводили на спектрофотометре Cary Eclipse в диапазоне 300–800 нм. Для получения изображений полученных комплексов использовался сканирующий электронный микроскоп Merlin

Полученные магнитно-люминесцентные капсулы представляют собой *монодисперсные сферические микрочастицы с размерами ~ 5-6 мкм (Рис. 1). Слой*

квантовых точек $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ на поверхности микросфер сохранил физико-оптические свойства коллоидной системы. Спектры поглощения не имеют никаких характерных пиков, аналогично для спектров трехкомпонентных нанокристаллов. На спектрах фотолюминесценции наблюдается bathochromный сдвиг фотолюминесценции на 30 нм (рис. 2).

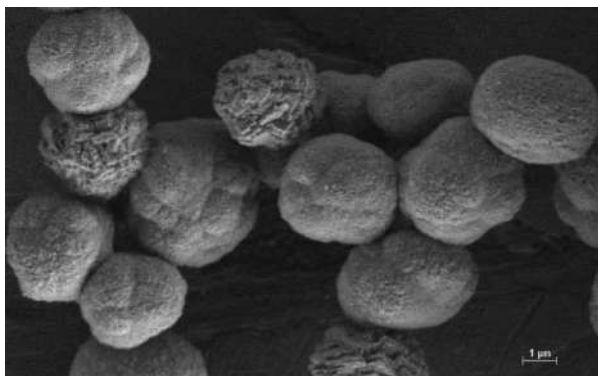


Рис. 1. Изображения сканирующего электронного микроскопа микросфер CaCO_3 с допированными магнитными частицами Fe_3O_4 и полиэлектролитной оболочкой с нанесенными квантовыми точками $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$

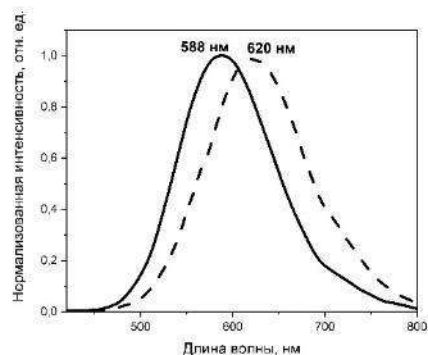


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции коллоидного раствора квантовых точек $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ (сплошная линия) и микросфер $\text{CaCO}_3\text{-Fe}_3\text{O}_4\text{-AgInS}_2/\text{ZnS}$ (штриховая линия)

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации (Грант № 14.587.21.0047)

1. R. Bilan, I. Nabiev, A. Sukhanov, *ChemBiochem*, **17**, 2103–2114 (2016).
2. W.M. Girma, M.Z. Fahmi, A. Permadi, M.A. Abate, J.Y. Chang, *Journal of Materials Chemistry B*, **5**, №31, 6193-6216, (2017).
3. D. Volodkin, *Advances in colloid and interface science*, 207, 306-324, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ЩЕЛОЧНОАЛЮМОБОРАТНЫХ СТЕКОЛ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ CuCl

Бабкина А.Н., Баршенцева Я.А., Зырянова К.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств нанокристаллов CuCl, выделенных в стекле щелочноалюмооборатной матрицы, при разных температурах (от 77 К до 293 К.)

Известно, что в фотохромных боросиликатных стеклах (БС) [1] выделение нанокристаллов (НК) хлорида одновалентной меди (CuCl) происходит посредством термо-индуцированной кристаллизации при температурах, превышающих температуру стеклования. При непрерывном воздействии УФ излучения при комнатной температуре их пропускание в видимой области уменьшается за счет образования центров окраски. В случае выделения в диэлектрической БС матрице кристаллов CuCl со средним размером более 10 нм уменьшение пропускания происходит вследствие появления полосы поглощения поверхностного плазмонного резонанса на металлических наночастицах Cu⁰, максимум которой приходится на 560–580 нм [2]. При наличии в стекле кристаллов с размером порядка 7–10 нм под действием УФ излучения пропускание в видимой области уменьшается за счет выделения кластеров Cu_n⁰ (n>13), полосы поглощения которых занимают область 360–460 нм [3].

Калиевоалюмооборатные (КАБ) стекла с НК CuCl [4] при облучении импульсным излучением с длиной волны 532 нм демонстрируют эффект нелинейно-оптического ограничения вследствие двухфотонного поглощения. До настоящего времени КАБ стекла с нанокристаллами CuCl позиционировались как устойчивые к воздействию излучения УФ диапазона. Целью настоящей работы является исследование экситонной люминесценции нанокристаллов CuCl, распределенных в стекле калиевоалюмооборатной матрицы при возбуждении мощным УФ лазером.

В работе рассмотрены калиевоалюмооборатные стекла следующего состава: 18 K₂O-29 Al₂O₃-35,4 B₂O₃-4,3 SiO₂-1,8 Cu₂O-5 P₂O₅-2,8 Na₂O-1,4Cl⁻-0,78 F⁻ (мас.%). Химический состав стекла был определен с помощью рентгеновского флуоресцентного спектрометра ARL PERFORM'X 4200 (*Thermo Scientific*). Выделение в матрице стекла нанокристаллической фазы, содержащей хлорид одновалентной меди, происходило в процессе закалки после изотермической обработки (ТО) длительностью 3 ч при температурах, превышающих или равных температуре стеклования [1] (T_g=654 К). Температура стеклования объекта исследования была определена дифференциально сканирующим калориметром (ДСК) STA 449F1 Jupiter (*Netzsch*) со скоростью нагрева 10°C/мин. Возбуждение люминесценции нанокристаллов CuCl производилось третьей гармоникой импульсного лазера на основе ИАГ:Nd³⁺ с длиной волны 355 нм, длиной импульса 9 нс и частотой 10 Гц. Средняя мощность лазерных импульсов варьировалась в диапазоне 57-240 мВт. В качестве приемника излучения был использован волоконный спектрометр AvaSpec-2048L (*Avantes*). Из-за большой величины электрон-фононного взаимодействия в кристаллах CuCl регистрация спектров экситонной люминесценции производилась при температуре кипения жидкого азота (77 К).

1. А.А. Onushchenko, G.T. J. Petrovskii, *Non-Cryst. Sol.*, **196**, 73–78 (1996).
2. J. Sheng и др., **34**, 1119–1122, (2009).
3. С. Vázquez-Vázquez и др., *Langmuir*, **25**, 8208–8216, (2009).
4. P. Shirshnev и др., 3rd Int. Conf. Photonics, *Opt. Laser Technol. Proc.*, **1**, 108–112, (2015).

МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ ДИФFUЗИЯ В ХОДЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ: ОБОБЩЁННЫЙ ПОДХОД

Лесничий В.В., Борисов В.Н.*

Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg i. Br., Germany

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена применению уравнений Онзагера к случаю диффузии более трёх компонент в ходе голографической записи в полимеризующемся композите с химически нейтральными нановключениями.

Ранее мы сообщали о разработке расширенной модели процессов фотополимеризации и многокомпонентной диффузии в ходе голографической записи [1]. Отличительной особенностью модели является одновременный учёт эффекта «клетки» (рисунок) и трёх диффундирующих компонент: свободного объёма, мономера и химически нейтральной компоненты.

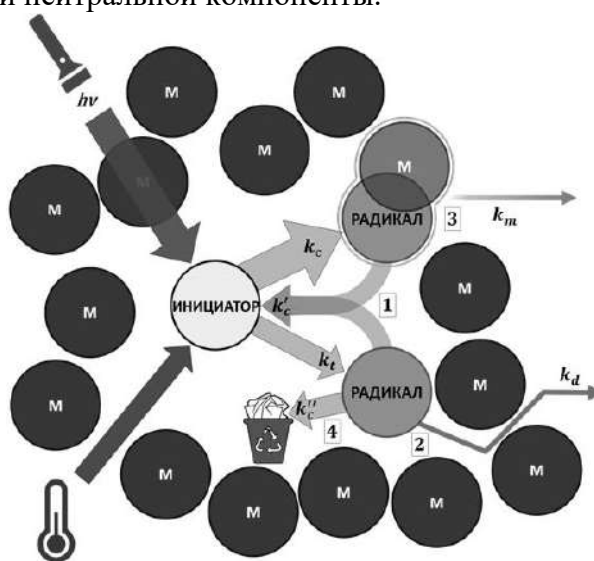


Рисунок. Схема стадии инициации полимеризации, эффект «клетки»

В то же время многокомпонентные системы из более чем трёх компонент представляют интерес с точки зрения их практического применения в реальных процессах фотополимеризации для создания голограммных оптических элементов. В данной работе разрабатывается обобщённый подход к многокомпонентной диффузии, базирующийся на уравнениях Онзагера. В основу анализа положено уравнение (1):

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^m \left((-1)^{1-\delta_{ij}} \Delta n_j \sum_{k=1}^m (1 - \delta_{ij}) D_{kj} n_k \right), \quad (1)$$

где m – общее количество подвижных компонент, n_i – объёмная доля i -й компоненты, δ – символ Кронекера, D_{kj} – коэффициент взаимодиффузии k -й компоненты в j -й, Δ – оператор Лапласа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-01048.

1. A.V. Dyuryagina, V.N. Borisov, N.A. Shurygina, V.V. Lesnichii, A.V. Veniaminov, *IEEEConf. Proc.: 2018 WECNF*, 1-4, (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК МЕТОДОМ РАМАНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Бондаренко Д.П., Богданов К.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Углеродные точки - это новое семейство наносистем, демонстрирующее целый ряд интересных свойств. В широком смысле их можно охарактеризовать как небольшие поверхностно-функционализированные углеродистые наночастицы, характеризующиеся интенсивной и перестраиваемой флуоресценцией, выраженной чувствительностью к окружающей среде и рядом интересных фотохимических свойств. Углеродные точки в настоящее время являются предметом интенсивных исследований, мотивированных их возможным применением в солнечных батареях, нано-сенсорах, светоизлучающих устройствах и фотокатализаторах.

Для исследования внутренней структуры углеродных точек использовался метод рамановской спектроскопии. Данный метод позволяет быстро, бесконтактно и без повреждений определять внутреннюю структуру образца. На рисунке показаны характерные спектры рамановского рассеяния света смесей трёх образцов углеродных точек с наночастицами золота различных способов приготовления, нанесённых на кремниевую подложку.

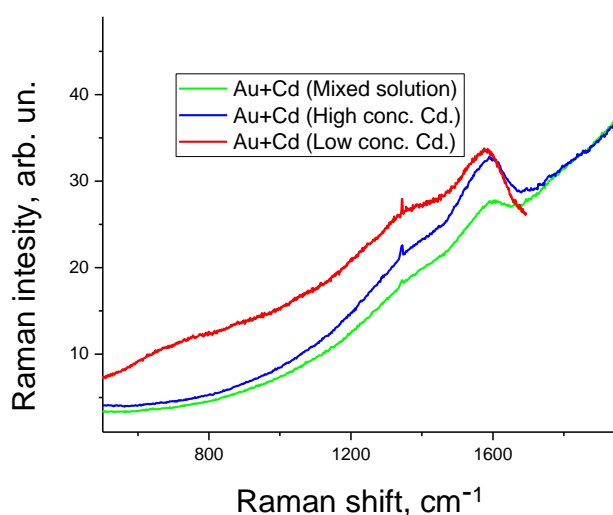


Рисунок. Спектры рамановского рассеяния света смесей углеродных точек с наночастицами золота, нанесённых на кремниевую подложку. Длина волны возбуждения 457 нм.

При изготовлении образцов последовательно наносились золотые частицы и углеродные точки в различной концентрации, а также смесь их водных растворов. Использовались золотые наночастицы с плазмонным резонансом в области $\sim 500\text{-}600$ нм. Применение таких частиц обусловлено наличием в углеродных точках интенсивной люминесценции в видимой области спектра с максимумом ~ 520 нм затрудняющего получение сигнала рамановского рассеяния.

Отсутствие на спектрах рамановского рассеяния типичного для кремния интенсивного пика на 520 cm^{-1} обусловлено поглощением света образцом как послойной структуры, так и смеси водных растворов. На спектре рамановского рассеяния присутствует характерная для углеродных материалов полоса G на 1590 cm^{-1} . Полоса G в спектрах рамановского рассеяния углеродных материалов указывает на наличие графитовой фазы sp^2 т.е. двумерной графеноподобной структуре. Таким образом углеродные точки представляют собой структуру состоящую из небольших плоскостей графеноподобной гексагональной сетки, связанных между собой.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РОСТА И ТЕРМООБРАБОТКИ В ВАКУУМЕ НА ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ

$ZrO_2-Y_2O_3-NO_2O_3$

Волкова Т.В., Ломонова Е.Е. *, Рябочкина П.А., Герасимов М.В.,
Ляпин А.А., Артемов С.А.

Национальный исследовательский Мордовский государственный
университет им. Н.П. Огарёва, Саранск, Россия

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния технологических условий выращивания и последующей термообработки в вакууме кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-NO_2O_3$, полученных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере, на их генерационные свойства.

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония, легированные редкоземельными ионами, впервые были получены в начале 1970-х гг. методом направленной кристаллизации расплава в «холодном контейнере» [1]. Однако из-за низких значений теплопроводности активные среды на основе данных кристаллов не показали высокой эффективности при получении лазерной генерации в условиях ламповой накачки. Развитие и широкое использование в настоящее время резонансной полупроводниковой лазерной накачки, снизило требования к термомеханическим характеристикам материала. В соответствии с этим, вновь появился интерес к исследованию генерационных характеристик кубических кристаллов на основе диоксида циркония [2-4]. Этот интерес, обусловлен возможностью получения на этих кристаллах перестраиваемой лазерной генерации, а также ультракоротких импульсов лазерного излучения, из-за наличия в них широких полос люминесценции РЗ-ионов, вследствие разупорядоченности их кристаллической структуры. Согласно результатам [1] для кристаллов стабилизированного иттрием диоксида циркония характерны образующиеся в процессе роста дефекты, такие как «полосы роста» и ячеистая структура, которые существенно влияют на их оптическую однородность.

В настоящей работе исследовано влияние технологических условий выращивания (скорости роста) и последующей термообработки в вакууме на оптическую неоднородность кристаллов $ZrO_2-13.6\text{мол.}\%Y_2O_3-0.4\text{мол.}\%NO_2O_3$, которая значительным образом влияет на их генерационные характеристики. Выявлено, что в большей степени по сравнению с «полосами роста» на генерационные характеристики этих кристаллов влияют внутренние локальные термоупругие напряжения.

Сделаны рекомендации по выбору технологических условий получения кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3$, легированных РЗ-ионами, высокого оптического качества с целью получения на них эффективной лазерной генерации.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ, № проекта 18-29-20039_мк.

1. Ю.С. Кузьминов, В.В. Осико. *Фаниты. Основы технологии, свойства, применение.* Наука, М., 280 с., (2001).

2. М.А. Borik, Е.Е. Lomonova, А.А. Lyapin, А.В. Kulebyakin, Р.А. Ryabochkina, S.N. Ushakov, А.Н. Chabushkin, *QuantumElectronics*, **43**, 838 (2013).

3. Р.А. Ryabochkina, N.V. Sidorova, А.Н. Chabushkin, Е.Е. Lomonova, *Quantum Electronics*, **46**, 451 (2016).

4. А.Н. Chabushkin, А.А. Lyapin, Р.А. Ryabochkina, О.Л. Antipov, S.A. Artemov, Е.Е. Lomonova, *Laser Physics*, **28**, 3, (2018).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА, ОСНОВАННАЯ НА ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК

Новикова В.А., Варжель С.В., Дмитриев А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе проведено исследование возможностей волоконно-оптической анемометрии, основанной на методе «горячей проволоки». Представлены различные способы выведения излучения из оптического волокна с целью точечного нагрева его области и проведено сравнение эффективности изученных методов. Проведён анализ влияния воздушных потоков с различными скоростями на спектральные характеристики волоконных дифракционных структур.

На сегодняшний день волоконные брэгговские решётки (ВБР) используются в различных отраслях промышленности, и одной из важнейших таких областей являются волоконно-оптические сенсорные устройства. Принцип действия такого оборудования заключается в использовании дифракционных структур в качестве чувствительных элементов, спектральные характеристики которых зависят от множества факторов; данные структуры могут быть адаптированы для измерения необходимых физических величин (температура, давление, влажность, деформация и т.д.).

Одним из возможных применений решёток Брэгга – является измерение скорости движения потоков (различных жидкостей и газов), что необходимо в таких областях, как химическая и аэрокосмическая промышленности, энергетика, метеорология и прочее. Ранее в качестве чувствительного элемента использовалась нагретая металлическая проволока, которая охлаждалась воздушным потоком, в результате чего изменялась температура проволоки и её конечное сопротивление. Недостаток такого метода заключался в окислении металлов, чего можно избежать, заменив чувствительный элемент оптическим волокном. Кроме того, полностью волоконное исполнение, не требующее дополнительного электропитания, позволяет использовать волоконно-оптические датчики на решетках Брэгга в экстремальных условиях, исключая помехи электромагнитного и радиационного воздействия.

Волоконно-оптический анемометр включают в себя область выведения излучения из сердцевины в оболочку, покрытую веществом с высоким показателем теплопроводности, с целью нагрева данного участка волокна. В этой же области сформирована ВБР1, нагрев которой приводит к сдвигу длины волны брэгговского резонанса в длинноволновую часть спектра. При создании воздушного потока происходит охлаждение нагретой области, в результате чего длина волны Брэгга смещается в коротковолновую часть спектра, при этом её смещение прямо пропорционально скорости движения потока. На определенном расстоянии от ВБР1 сформирована ВБР2, имеющая другую длину волны Брэгга и фиксирующая только температуру потока. Измерение разницы брэгговских длин волн между первой и второй ВБР и последующая обработка полученных данных позволит определять скорость движения воздушного потока и его температуру.

В данной работе исследованы существующие методы реализации чувствительных элементов волоконно-оптических анемометров. Отражены результаты исследования различных способов выведения излучения: изменение геометрии волокна (смещение, увеличение/уменьшение диаметра), запись наклонной ВБР, использование решёток Брэгга типа II. Представлены спектры отражения ВБР при различных значениях скоростей движения потоков. Зависимость смещения длины волны брэгговского резонанса, вызванного движением потока, от скорости движения такого потока демонстрирует возможности применения данной структуры в качестве чувствительного элемента волоконно-оптического анемометра.

УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭРБИЯ В ПОЛИМЕРНОЙ СРЕДЕ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАТЕРИАЛА ОПТИЧЕСКОГО СЕНСОРА ИОНОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

Шаймадиева Д.С., Бурункова Ю. Э., Осколков Е. О.,
Альхалил Д. Н., Кокениши С.* , Чарнович И.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Институт физики Университета Дебрецена, Венгрия

В работе исследованы полимерные композиционные материалы для создания основы оптического сенсора, принцип работы которого основан на изменении интенсивности люминесценции при сорбции исследуемой среды. Предложены способы модификации состава с целью улучшения сорбирующих и люминесцентных свойств.

Введение

Развитие таких наук, как физика, химия, медицина и биология способствуют созданию уникальных материалов, которые используются в качестве имплантов, протезов, биосенсоров и многого другого. Одним из самых широко исследуемых является направление, связанное с созданием сенсоров на основе полимерных нанокомпозитов для детектирования ионов тяжелых металлов в водных средах. Такие сенсоры обладают рядом достоинств: компактностью, высокой точностью, простотой изготовления [1-3].

Целью данной работы является разработка и исследование функционального люминесцентного полимерного материала, модифицированного наночастицами эрбия. Последние обеспечивают регистрацию ионов тяжелых металлов при их сорбции из водной среды. Таким образом, для того чтобы материал был пригоден для создания оптического сенсора он должен обладать высокими сорбирующими свойствами и устойчивыми люминесцентными характеристиками.

Материалы исследования

Объектами исследования являются акрилат-уретановые полимерные композиты и пленки, полученные на их основе. Для создания композитов были использованы: Бисфенол А глицелорат, 2-Карбоксиэтил акрилат, Изодецил акрилат, Диуретан диметакрилат, Поливинилпирролидон (ПВП, 10353, Союзмпром), Полиамид (ПА, Веткон), субмикронные частицы оксида цинка (ZnO), наночастицы оксида кремния (SiO₂), субмикронные частицы оксида титана (TiO₂), наночастицы золота функционализированные додекантиолом (Au НЧ) наночастицы эрбия/иттербия (Er) полученные по методике [4].

Методы исследования

- А. Степень влагопоглощения поверхностью композитов определяли гравиметрическим методом
- В. Для определения сорбции ионов тяжелых металлов использовали гравиметрический метод. В качестве тестового раствора использовался водный раствор сульфат меди (II) – CuSO₄. Концентрация : $4 \cdot 10^{-2}$ моль/л.
- С. Интенсивность люминесценции пленок регистрировалась на лазерном конфокальном люминесцентном микроскопе LSM 710 Zeiss по стандартной методике при длине волны возбуждения 514 нм.

Результаты и обсуждение

С целью увеличения сорбирующей способности в полимерную матрицу были введены ПА, ПВП и наночастицы оксида кремния. Для придания композиту люминесцентных свойств были введены наночастицы эрбия. Таким образом, получили

композиты 206а и 207с, для которых провели серию испытаний на влагопоглощение и сорбцию ионов меди (табл. 1 и табл. 2).

№ состава	Степень влагопогл. [В], %	№ состава	Степень влагопогл. [В], %
206а (UDMA+2Car/ПА/ПВП)	5,1	207с (UDMA+IDA+2Car/ПА/ПВП)	8,9
206аEr/Yb (+0,75%Er)	9,3	207сEr/Yb (+0,75%Er)	4,1
206аSiO₂ (+5% SiO ₂)	4,7	207с SiO₂ (+5% SiO ₂)	4,2

Таблица 1. Степень влагопоглощения пленок композитов 206 и 207 в течение 30 минут

Влагопоглощение полимерных композитов в зависимости от состава изменяется в пределах от 4 до 9 процентов. Как видно из таблицы 1, для композитов 206а и 207с введение наночастиц SiO₂ и эрбия по-разному влияют на их влагопоглощение за короткий промежуток времени (в течении 30 минут). Для 206а композита введение наночастиц SiO₂ практически не влияет, а добавка наночастиц Er/Yb - увеличивают способность влагопоглощения в два раза. Для 207с введение как наночастиц SiO₂, так и наночастицы Er/Yb уменьшает влагопоглощение вдвое. Важно отметить, что форма композитного материала в результате влагопоглощения не изменяется.

Для исследования сорбции ионов меди исследуемые композитные пленки были помещены на сутки в дистиллированную воду и водный раствор CuSO₄.

Образец	H ₂ O	Водный раствор CuSO ₄	Образец	H ₂ O	Водный раствор CuSO ₄
	В, %	В, %		В, %	В, %
206а	14	13,5	207с	12	8,7
206аEr/Yb	14,8	17	207сEr/Yb	7	11
206аSiO₂	2,4	15,2	207с SiO₂	2,7	8

Таблица 2. Результаты сорбции водного раствора CuSO₄ композитами 206а и 207с в течение суток

Данные таблицы 2 показывают, что для образца 206а способность влагопоглощения пленок при введении наночастиц эрбия не изменяется, тогда как для 207с уменьшается. Наночастицы оксида кремния значительно понижают влагопоглощение для обоих составов. Для обоих составов наличие наночастиц оксида кремния и Er/Yb заметно увеличивает сорбционную способность композитов раствора CuSO₄. В зависимости от состава нанокompозитов величина сорбции изменялась от 8% до 17%.

Используемые в работе полимерные композиты обладают люминесцентными свойствами благодаря присутствию в составе наночастиц Er/Yb. Для усиления данного свойства в составы были введены наночастицы золота (0,08%). Провели сравнительный анализ (рисунок).

Образец	UDMA	IDA	2Car	Er/Yb НЧ	SiO ₂ НЧ	Au НЧ	In2
Lum2	75%	18%	7%	0.5%	+9%	-	+0.5%
Lum3				0.75%			
Lum4				1%			

Таблица 3. Составы базовых композитов

Образец	UDMA	IDA	2Car	Er/Yb НЧ	SiO2 НЧ	Au НЧ	In2
Lum2d	75%	18%	7%	0.5%	+9%	+0.08%	+0.5%
Lum3d				0.75%			
Lum4d				1%			

Таблица 4. Составы композитов с наночастицами золота

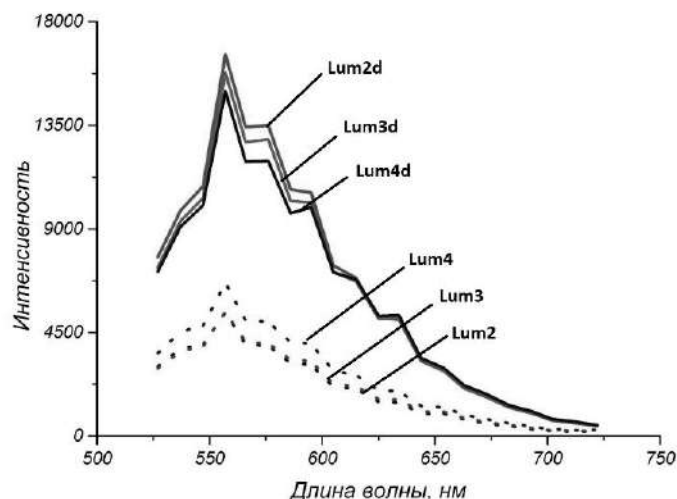


Рисунок. Сравнение интенсивностей люминесценции композитов с наночастицами Au и без них.

Заключение

Были разработаны два перспективных композита с высокой степенью влагопоглощения и сорбцией ионов меди, формирующие стабильные по составу и форме пленки при помещении их в водную среду. Установили, что для образцов базовых составов при повышении концентрации наночастиц Er/Yb наблюдается повышение интенсивности люминесценции. Введение наночастиц золота позволило усилить сигнал люминесценции почти в 2,5 раза.

Полученные данные свидетельствуют о перспективности дальнейших работ по созданию полимерных люминесцентных материалов для оптического сенсора ионов тяжелых металлов.

1. S. Borisov, I. Klimant, *Luminescent nanobeads for optical sensing and imaging of dissolved oxygen* // *Microchimica Acta*, **164**, p. 7 – 14, (2009);
2. B.R. Eggin, *Chemical Sensors and Biosensors* // B. R. Eggin – New York: John Wiley & Sons Inc., (2002);
3. N. Vilar-Vidal, J. Rivas, M.A. López-Quintela, *Copper clusters as novel fluorescent probes for the detection and photocatalytic elimination of lead ions* // *Phys. Chem.*, **V.16**, № 48, p. 26427–30 (2014);
4. J.A. Burunkova, I.Y. Denisiuk, D.I. Zhuk, L. Daroczi, A. Csik, I. Csarnovics, S. Kokenyesi, *Fabrication and properties of luminescence polymer composites with erbium/ytterbium oxides and gold nanoparticles*. *Beilstein Journal of Nanotechnology*, **V.7**, p. 630-636 (2016).

УСТАНОВЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБРАБОТКИ НЕОРГАНИЧЕСКИМИ КИСЛОТАМИ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МОРФОЛОГИЮ

Хавлюк П.Д., Ушакова Е. В., Куршанов Д.А., Дубовик А.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Был разработан метод модифицирования поверхности углеродных точек путем обработки неорганическими кислотами. Благодаря данной обработке были образованы дополнительные поверхностные группы, что привело к увеличению интенсивности люминесценции углеродных точек.

Углеродные точки или С-точки являются особым переходным состоянием углерода, отличающееся от ранее известных – графен, фуллерен и нанотрубок. Из отличительных оптических свойств С-точек можно выделить зависимость положения полосы фотолюминесценции (ФЛ), которая может быть сдвинута из ультрафиолетовой в инфракрасную спектральную область, от длины волны возбуждения; переход от однофотонного к двухфотонному возбуждению при, при котором наблюдается скачкообразное смещение полосы ФЛ из длинноволновой области в коротковолновую [1]. Также полоса ФЛ может быть смещена в длинноволновую область за счет изменения химического состава С-точек, в частности, допирования атомами серы и/или азота, при этом наблюдается усиление интенсивности и батохромный сдвиг полосы ФЛ [2]. Благодаря таким оптическим свойствам, а также биосовместимости С-точек, они могут быть использованы в качестве биосенсоров или меток для получения изображений живых клеток и тканей.

В работе С-точки были получены модифицированным методом, основанным на [3]. 1 г флороглуцина был растворен в 10 мл смеси диметилформамида и формамида в объемном соотношении 1:1. Полученный раствор был нагрет в течение 1 ч при температуре 160 °С в автоклавах из нержавеющей стали с тефлоновым стаканом-вставкой. После нагрева раствор в автоклавах был частично охлажден. Далее в автоклавы добавляли 1 мл HNO₃ (7 М) и 1 мл H₂SO₄ (7 М). После добавления кислоты автоклавы снова нагревали в течение 6 часов при температуре 160 °С. В результате синтеза было получено 3 образца С-точек: два образца, обработанных кислотой, и один референтный образец. Спектры поглощения и ФЛ при комнатной температуре были получены с помощью спектрофотометра Shimadzu UV – 3600 и спектрофлуориметра Jasco FP-8200, соответственно. Колебательные спектры были получены с помощью ИК-Фурье спектрофотометра Bruker TensorII.

Спектры поглощения и ФЛ полученных образцов приведены на рисунках 1 и 2. Спектр поглощения образца сравнения содержит множество полос с положением на 330, 423, 460 и 515 нм. Спектр ФЛ образца сравнения содержит две полосы с максимумами примерно на 500 и 540 нм с преобладающей по интенсивности длинноволновой полосой. Оптические свойства образцов С-точек, обработанных кислотами, отличаются от образца сравнения и, в то же время, схожи между собой: в спектрах поглощения наблюдается меньшее количество полос по сравнению с образцом сравнения, полоса ФЛ смещена в коротковолновую область. Интенсивность ФЛ образцов С-точек после обработки кислотами увеличилась, при этом полоса ФЛ также состоит из двух полос с пиками примерно на 500 и 540 нм. Следовательно, гипсохромный сдвиг можно объяснить перераспределением интенсивностей полос с преобладанием коротковолновой полосы в спектре ФЛ.

Ранее было показано, что образование углеродных ядер происходит в течение первого часа синтеза, дальнейший нагрев увеличивает количество поверхностных групп, которые участвуют в излучательной рекомбинации носителей заряда [4]. Предполагалось, что добавление кислот, содержащих атомы азота и серы, на стадии

образования поверхностных групп приведет к смещению полосы ФЛ в длинноволновую область. Однако спектральный анализ ФЛ образцов, обработанных кислотами, показал, что наблюдается гипсохромный сдвиг полосы ФЛ. Принимая во внимание изменение спектра поглощения, это может быть связано с травлением органических соединений на поверхности С-точек.

Анализ ИК-спектров (рис.3 и 4) образцов С-точек, обработанных кислотами,

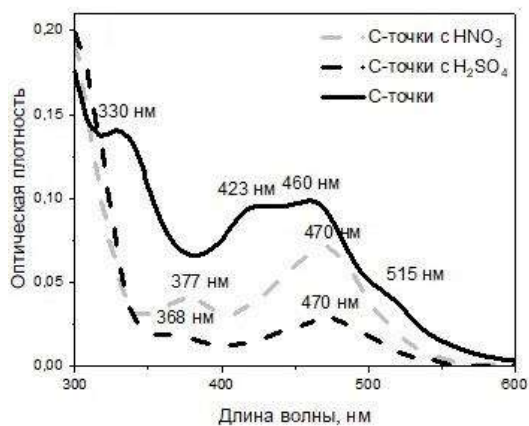


Рис. 1. Спектр поглощения углеродных точек без добавления кислот (сплошная линия), с добавлением азотной (серая штриховая линия) и серной кислоты (черная штриховая линия)

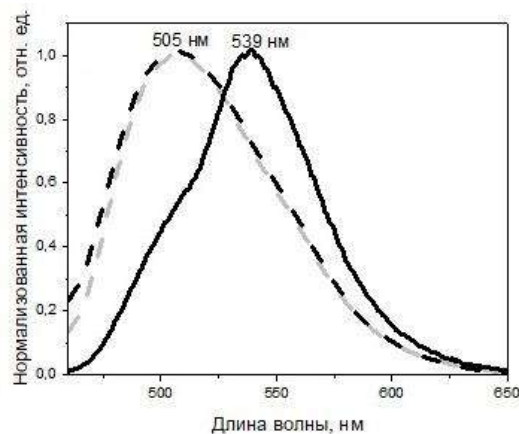


Рис. 2. Спектр ФЛ углеродных точек без добавления кислот (сплошная линия), с добавлением азотной (серая штриховая линия) и серной кислоты (черная штриховая линия)

показал, что поверхность С-точек содержит гидрофильные группы О-Н, N-Н и С-О, благодаря которым С-точки могут быть растворены в полярных растворителях. Также ИК-спектры содержат пики, которые соответствуют С=N и С=C валентным колебаниям, которые свидетельствуют об образовании полиароматических структур в ядрах С-точек [5]. Наличие колебаний С≡N на 2346 см^{-1} , N-O на 1508 см^{-1} и C-N на 1328 см^{-1} в спектре образца С-точек, обработанных азотной кислотой, указывает на существование аминоксодержащих функциональных групп [6].

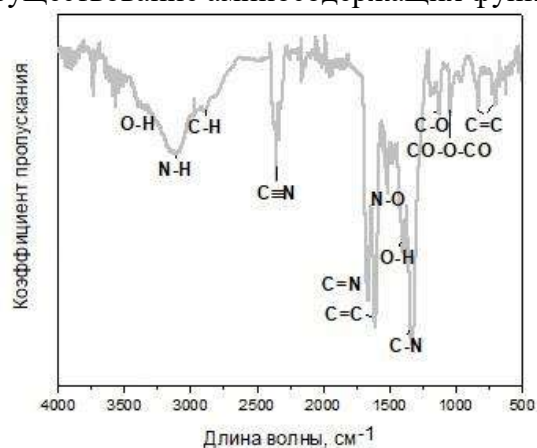


Рис. 3. ИК-спектр углеродных точек, обработанных азотной кислотой

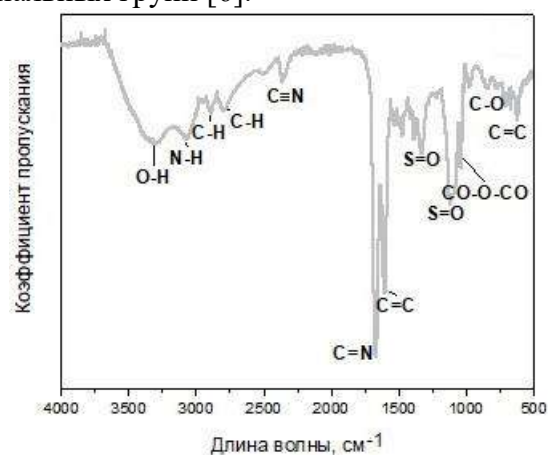


Рис. 4. ИК-спектр углеродных точек, обработанных серной кислотой

Наличие колебаний С≡N на 2346 см^{-1} , N-O на 1508 см^{-1} и C-N на 1328 см^{-1} в спектре образца С-точек, обработанных азотной кислотой, указывает на присутствие аминоксодержащих функциональных групп [6]. Наличие пиков в спектре образца С-точек, обработанных серной кислотой, на 1330 см^{-1} и 1115 см^{-1} , которые могут быть отнесены к колебаниям группы S=O указывает на присутствие сульфоксодержащих функциональных групп.

В результате был разработан метод модификации поверхности углеродных точек с помощью обработки неорганическими кислотами. Такая химическая обработка приводит к изменению энергетической структуры. Было показано, что интенсивность ФЛ образцов С-точек, обработанных кислотами, увеличилась, при этом произошел гипсохромный сдвиг полосы. Это, скорее всего, связано с образованием дополнительных поверхностных групп, которые отвечают за излучательные переходы в углеродных точках. Полученные результаты являются актуальными для применений углеродных точек в биомедицине и сенсорике.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации (Грант 14. Y26.31.0028).

1. H. Ding, J. Wei, H. Xiong, *Nanoscale*, **6**, 13817-13823, (2014).
2. Y. Wang, A. Hu, *J. Mater. Chem. C.*, **2**, 6921-6939, (2014).
3. D. Li, P. Jing, L. Sun, Y. An, X. Shan, X. Lu, D. Zhou, D. Han, D. Shen, Y. Zhai, S. Qu, R. Zboril, A. L. Rogach, *Adv. Mater.*, **30**, 1705913, (2018).
4. F. Ehrat, S. Bhattacharyya, J. Schneider, A. Löf, R. Wyrwich, A. L. Rogach, J. K. Stoiarczyk, A. S. Urban, J. Feldmann, *Nano Lett.*, **17**, 7710–7716, (2017).
5. H. Ding, J. Wei, N. Zhong, Q. Gao, H. Xiong, *Langmuir*, **33**, 12635-12642, (2017).
6. A. Kurdekar, A. Chunduri, P. Bulagonda, M. K. Haleyurgirisetty, V. Kamisetti, I. K. Hewlett, *Microfluidics and Nanofluidics*, **20**, 99, (2016).

OPTICAL PROPERTIES OF As₂S₃ IN THIN LAYERS AND SOLID MATRICES

Alkhalil G., Burunkova J.A., Molnar S.*, Kolotaev F., Veres M.,
Kokenyesi S.***

ITMO University, St. Petersburg, Russia

*University of Debrecen, Debrecen, Hungary

**Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary

This article presents a brief review of the physical and chemical methods of arsenic trisulfide (As₂S₃) thin films fabrication, and our experiments in developing a photosensitive medium based on As₂S₃ doped porous glasses.

Introduction

Chalcogenide glasses (ChG) represent an important and growing class of materials due to their promising physical and optical characteristics, and broad range of applications. Chalcogenide materials exhibit high transparency in the mid-IR spectral region, their refractive indices are between 2 and 3.5, and they have high third-order optical nonlinearities. Due to such characteristics they are considered very good candidates for applications in waveguide materials, light amplifiers, optical signal processing, optical regenerators, or for broadband mid-IR radiation sources [1]. Arsenic trisulfide (As₂S₃) is an important chalcogenide material because it has variety of applications in electro-optical information storage devices, hologram recording, optical mass memories, optical imaging, and for integrated non-linear optical devices [2]. In the last decade a great attention has been paid to nanostructured materials, due to their uncommon physical and chemical properties as compared with bulk phase. As in the case of arsenic trisulfide, amorphous thin films have shown higher optical nonlinearities than bulk phase.

As₂S₃ thin films: physical and chemical methods

It is well known that using physical methods for thin films synthesis has many advantages over other methods, because they result in formation of very pure films and are applicable to all substances and to a wide range of thicknesses. However, the performance of such films prepared by physical methods can be decreased by their induced internal stresses, limited growth rates, delamination of applied films. The most important and mostly used physical methods for the preparation of As₂S₃ are physical vapor deposition methods. Such as evaporation, sputtering, and pulsed laser deposition. Ticha et al. [3] have prepared amorphous As₂S₃ films of thickness 1.2 to 1.31 μm on glass substrate by thermal evaporation. They found that the temperature dependence of the optical band gap to be in good agreement with Fan's one-phonon approximation. Amorphous As₂S₃ films were obtained by thermal evaporation in a vacuum and ion-plasma sputtering [4], and it was found that the atomic structure of As₂S₃ films prepared by RF sputtering is more disordered than the structure of thermally evaporated films, which could be explained by different conditions of substance vaporization and condensation onto a substrate. Velea et al. [5] have reported amorphous As₂S₃ films with thickness of around 2 μm on glass substrate by pulsed laser deposition using a laser source of wavelength 248 nm, and they studied the photo-expansion of the material and simultaneous migration of chalcogen atoms under irradiation and used it for the formation of nano-lenslets transmitting in red/infrared region. Wang et al. [6] prepared an amorphous As₂S₃ films by ultrafast pulsed laser deposition (UFPLD) that have been vacuum annealed at a range of different temperatures. From the refractive index measurements, it was found that the refractive index changes between 2.37 and 2.43 at 1.55 μm depending on the annealing time.

In addition to physical methods for the preparation of chalcogenide thin films many chemical methods also been investigated [7,8]. Although, the majority of chemical methods of preparation of thin films are only applicable to a small group of materials, they have some

advantages over the physical methods such as cost effective, larger range of layer thicknesses, low-temperature processing, and more homogenous films. Matejec et al. [9] investigated the optical properties of As₂S₃ layers with thicknesses in the range of 200–1500 nm prepared using spin and dip coating techniques from As₂S₃ solutions in ethylenediamine and n-propylamine as solvents. The obtained layers have refractive indices ranging from 1.7 to 2.3 at 800 nm and optical band gaps of prepared layers in the range of 2.15–2.35 eV. Farm et al. [10], have reported an atomic layer deposition process for As₂S₃ thin films from tris(dimethylamino) arsine [(CH₃)₂N]₃As and H₂S. The refractive indices were 2.5 at the shorter wavelengths but decreased to below 2.3 at 1100 nm, and the band gap estimated for indirect transition, was around 2.1–2.4 eV. Sartale et al. [11] have deposited As₂S₃ thin films by successive ionic layer adsorption and reaction method (SILAR) using As₂O₃ and Na₂S₂O₃ as arsenic and sulfide ion source on glass and silicon substrates. The films deposited on glass substrates were amorphous, whereas those on the Si(111) substrates were polycrystalline. The optical bandgap was found to be 2.38 eV.

In this article we present our approach for the fabrication of nanocomposite based on chalcogenide nanoparticles in porous glasses and compare some of its optical properties with As₂S₃ thin films obtained by thermal deposition.

Recently, composite materials based on chalcogenide glasses (ChG) represent an important and growing class of materials [12]. Inserting high refractive index chalcogenide glass nanoparticles to the porous glass may increase the modulation characteristics, as well as produce materials with high transparency, and optical nonlinearity in the infrared spectral region. The nm size of particles at comparatively low concentrations in a glass matrix ensure small scattering levels in VIS- IR spectral regions. Additional advantage of such material is the possibility to change the optical parameters of the inserted chalcogenide glass particles (optical absorption edge and refractive index) by special illumination and annealing, which means the possibility to stimulate variation of final optical element parameters. Here we present the fabrication route of As₂S₃ nanoparticles doped in porous glass (As₂S₃ refractive index in the VIS-NIR region is near 2.2) to create light-sensitive nanocomposites.

The first step in our experiments was to fabricate As₂S₃ glass nanoparticles. According to [13], the structure of the ChG in n-propylamine is broken to amorphous fragments with dimensions that are roughly about 2-10 nm large. Small pieces As₂S₃ glass were grinded and dissolved in propylamine. Solutions with different concentration of As₂S₃ (2.7-7.2 g/ml) were prepared. The next step was impregnation of PGs (with pore size about 10 nm and a specific surface area from 10 to 300 m²/g) in these solutions for 3-7 days. After impregnation, the samples were taken of the solution and left to air dry for one hour and then they were dried at 120C for 2-4 hours.

After impregnation, the obtained glass samples were homogeneous and transparent, and after annealing for 4 hours at 120-140C, samples with different colors graduated from light yellow to dark brown were obtained depending on the preparation parameters (As₂S₃ concentration in solutions and annealing temperature).

The optical properties of the samples (the transmission spectrum changing) were investigated under many cycles of irradiation (with green laser 532 nm KLM-532/h/1000) and annealing, and after each cycle the optical transmission spectra of PG chalcogenide NPs composite were measured in the visible spectral region by standard method using fluorat-02-panorama spectrofluorometer. The obtained samples have refractive indices ranging 1.21 for porous glass, 1.246 for impregnated glasses at 780 nm and optical band gaps on the range of 2.29 eV.

It is well known that chalcogenide glasses exhibit light-induced modification of its optical properties [14]. In most cases this modification as a reversible photodarkening (the red shift of the optical absorption edge) [15]. In some cases, however, the opposite effect (photobleaching) is observed [16], but it was found to be irreversible. Later, it was found that a reversible photobleaching effect appears in chalcogenides thin films with thickness less

than 90 nm [17], which is considered to be nanosized effect due to the increase of the surface/volume thickness ratio.

In our samples a reversible photobleaching effect was observed at irradiation with green laser 532nm and photodarkening after annealing at 150C for 90 minutes Fig. It is clear that the size of the deposited nanoparticles is restricted by the pores size which is in the nanometer range. This explains the observed photobleaching effect as in [17].

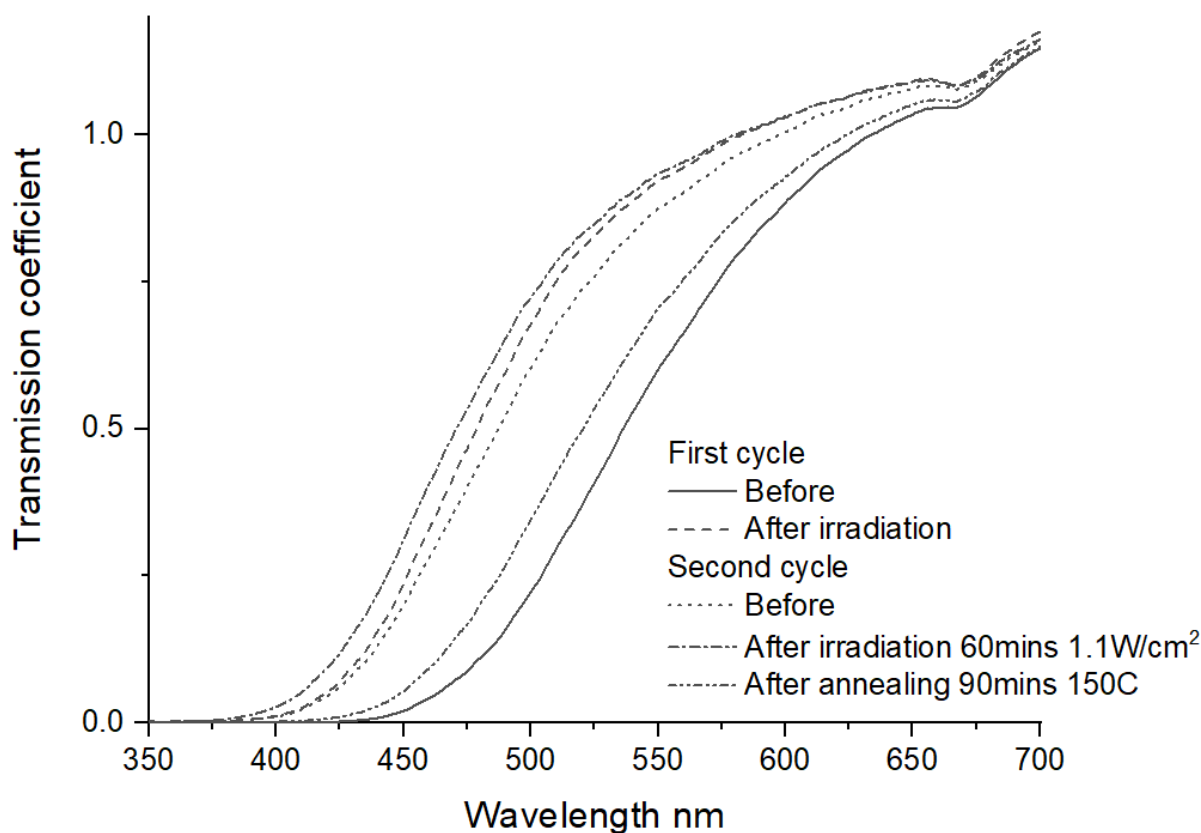


Figure. Optical transmission spectra of porous glass sample doped with As₂S₃ after two cycles of irradiation with green laser 532nm 1.1W/cm² and annealing

However, our experiments were performed in room temperature, unlike [17], where photobleaching can be observed only above a given temperature called the optical bleaching threshold. Further studies of the structural changes, for example Raman studies and DIR, must be done to clarify the origin of this giant photobleaching effect.

Conclusion

Brief review of the optical properties of arsenic trisulfide (As₂S₃) thin films prepared by different physical and chemical methods was presented. Moreover, the chemical fabrication of chalcogenide nanoparticles doped in porous glasses. Giant reversible photobleaching effect up to 50% was observed at relatively low temperature, which is considered to be a nanosized effect. Structural investigations and measurements of optical recording parameters will be performed in further research.

1. B.J. Eggleton, B. Luther-Davies, K. Richardson, *Nature photonics* 5.3 141, (2011).
2. D. Choi, S. Madden, R. Wang, *Journal of Non-crystalline Solids* 353.8-10 953-955 (2007).
3. H Tichá, L Tichý, P Nagels, E Slecckx, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 61.4: 545-550 (2000).
4. Sh. Sarsembinov, O.Yu Prikhodko, A.P. Ryaguzov, S.Ya. Maksimova, V.Zh. Ushanov, *J. Non-Cryst. Solids* 353 2057 (2007).

5. A. Velea, M. Popescu, F. Sava, A. Lorinczi, D. Simandan, G. Socol, I.N. Mihailescu, N. Stefan, F. Jipa, M. Zamfirescu, A. Kiss, V. Braic, *J. Appl. Phys.* 112 033105 (2012).
6. R.P. Wang, S.J. Madden, C.J. Zha, A.V. Rode, B. Luther-Davies, *J. Appl. Phys.* 100 063524 (2006).
7. G.C. Chern, I. Lauks, Spin-coated amorphous chalcogenide films, *J. Appl. Phys.* 53 6979–6982 (1982)
8. C. Tsay, Y. Zha, C.B. Arnold, *Opt. Express* 18 26744–26753 (2010).
9. V. Matějec, J. Pedliková, I. Barton, J. Zavadil, *Journal of Non-Crystalline Solids* 431: 47-51 (2016).
10. E. Farm, M.J. Heikkila, M. Vehkamaki, K. Mizohata, M. Ritala, M. Leskela, M. Kemell, *J. Vac. Sci. Technol. A* 35 (1) 01B114 (2017).
11. S.D. Sartale, C.D. Lokhande, *Materials research bulletin* 35.8: 1345-1353 (2000).
12. M.R. Bockstaller, E.L. Thomas, *The Journal of Physical Chemistry B* 107.37: 10017-10024 (2003).
13. Y. Zha, M. Waldmann, C. B. Arnold, *Optical Materials Express*, 3,9, 1259-1272 (2013).
14. M.A. Popescu, *Non-Crystalline Chalcogenicides*. Vol. 8. Springer Science & Business Media, (2001).
15. J.P. De. Neufville, S.C. Moss, S.R. Ovshinsky, *Journal of Non-Crystalline Solids* 13.2: 191-223. (1974)
16. V.M. Lyubin, *Physics of Disordered Materials*. Springer, Boston, MA, 673-684 (1985).
17. P. Knotek, L. Tichy, D. Arsova, Z.G. Ivanova, *Materials Chemistry and Physics* 119.1-2: 315-318 (2010).

О ПРИМЕНИМОСТИ 3D ПЕЧАТИ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТ

Коклюшкин В.А.* Петров Н.В.* Хурчак А.П.**

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Морской гидрофизический институт РАН, г. Севастополь, Россия,

Предлагаемые промышленностью изделия оптомеханики и крепежа имеют ряд недостатков, первый из которых – цена. В данной работе демонстрируется использование метода 3D прототипирования при изготовлении некоторых элементов крепежа и систем позиционирования оптических элементов

Методика создания детали:

Для создания и визуализации трехмерных моделей систем позиционирования и крепежа использовалась программа КОМПАС-3Dv17.1 (Учебная версия)[1]. Эта программа позволяет создавать и сохранять модели в файлы формата .stl с определенной точностью. Файл .stl необходимо открыть программой Slic3r[2] (или аналогом), и скомпилировать файл формата .gcode – файл программы для принтера. После того, как принтер завершит работу, останется выполнить финальную обработку детали (убрать поддерживающие конструкции, нарезать метчиком резьбу, вставить пружины и т.п.). Печать выполнялась на принтере Hercules пластиком ABS и PLA. Настройки подбирались экспериментальным путем под каждую модель. Все модели крепятся к стандартным заводским стержням через отверстия с резьбой М6 или М4.

1) Первый модуль крепежной системы представляет собой многофункциональную галету с отверстиями. Модуль имеет два боковых отверстия под резьбу М6 и М4 для крепления на выпускаемые промышленностью стержни, а также отверстия с резьбой М3 – для фиксации оптических элементов. Также несколько таких галет могут быть дополнены рельсовой системой, состоящей из четырех стандартных, d8мм стержней (рис.1-2). Центральное сквозное отверстие используется для крепежа различных оптических компонент (рис.2-3). Возможное несоответствие диаметров можно компенсировать, однократно напечатав индивидуальные переходники под нужные оптические элементы.

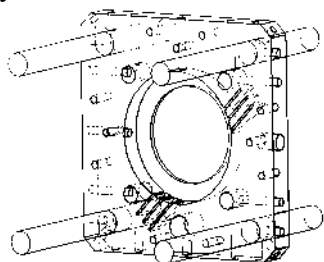


Рис. 1. галета на четырех стальных направляющих

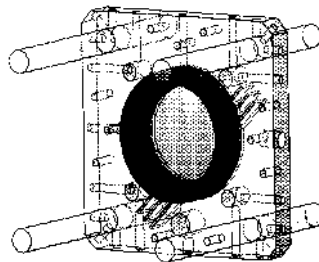


Рис. 2. галета с закрепленной в ней (через переходник) линзой

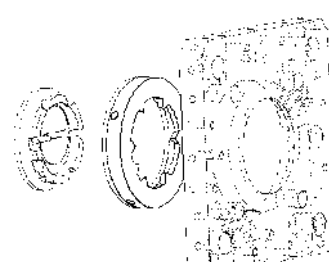


Рис. 3. галета с системой ключ – замок для крепления на отдельном стержне

2) Следующий модуль разработан для создания более сложной конструкции с использованием рельсовой системы п.1. Он представляет собой куб – трехмерный аналог галеты п.1, и выполняет функцию узла поворота рельсовой системы (рис.4-6). Оптический элемент также может быть закреплен в центре куба, при использовании соответствующего переходника.

3) Еще одна модель, адаптированная для крепления на рельсовой системе – прерыватель пучка (shutter). Для 3V мотора были разработаны и напечатаны крепление и 12ти лопастной пропеллер (рис.7).

4) некоторые лазеры имеют корпус в форме цилиндра, что, порой, затрудняет их фиксацию. На рис.8 представлена простейшая система крепежа, позволяющая жестко закрепить лазер на промышленном стержне с резьбовым отверстием М4 или М6.

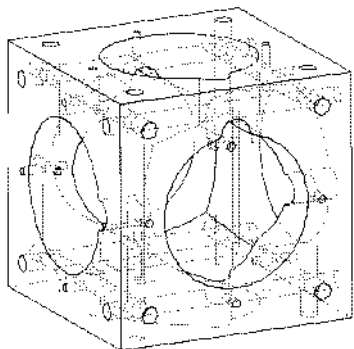


Рис. 4. куб для создания узлового соединения

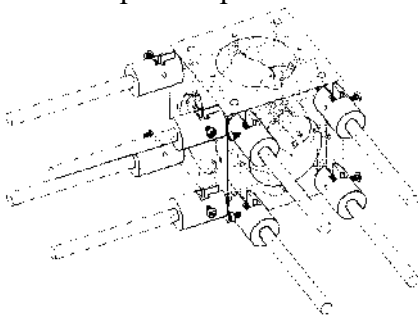


Рис. 5. узел рельсовой системы в сборке



Рис. 6. вспомогательные элементы

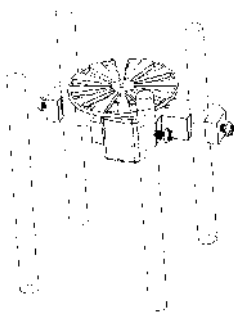


Рис. 7. модель прерывателя пучка

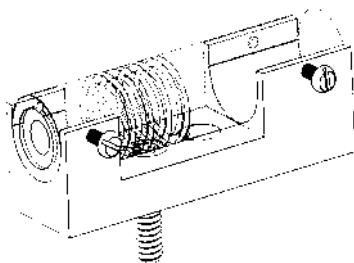


Рис. 8. модель крепежа лазера в цилиндрическом корпусе

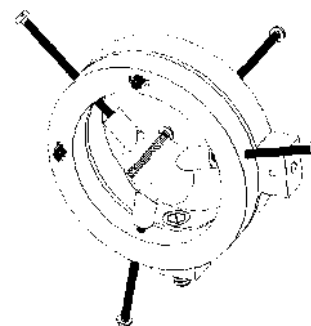


Рис. 9. модель крепежа лазера в цилиндрическом корпусе

5) и последняя приводимая здесь модель – система позиционирования по двум углам (в данном примере) линзы. Позиционирование осуществляется при помощи двух пружин и двух винтов М3. крепление оптического элемента осуществляется винтами М3 со смягчающими наконечниками. Модель крепится на отдельном стержне с резьбовыми отверстиями М4 или М6 (рис.9).

Ссылки на программное обеспечение:

1. АСКОН КОМПАС 3D: [сайт].URL: <https://ascon.ru/products/7/review>
2. Slic3r: [сайт].URL: <https://slic3r.org>

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ

Ливашвили А.И., Криштоп В.В., Виноградова П.В., Якунина М.И.,
Киреева Н.М.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
г. Хабаровск, Россия

Рассматриваются процессы массопереноса в коллоидной наносuspензии, находящейся под воздействием лазерного излучения. Изучение динамики наночастиц моделируется нелинейным одномерным уравнением, которое решается аналитически. В рамках модели учитывается концентрационная конвекция и зависимость коэффициента вязкости среды от концентрации. Рассмотрение ведется с учетом электрострикционного потока, обусловленного световым давлением, направленного вдоль распространения световой волны

Объектом нашего исследования является жидкофазная среда с наночастицами, облучаемая световым пучком с равномерно распределенной по поверхности жидкости интенсивности [1, 2].

Исходя из закона сохранения числа частиц нами получено балансное уравнение (одномерный случай) для концентрации частиц. Исследуемое уравнение кроме чисто диффузионного потока содержит также потоки, создаваемые концентрационной конвекцией и электрострикцией частиц. При этом учитывается та часть силы светового давления, которая действует вдоль распространения светового пучка. Полученное уравнение содержит в качестве коэффициентной функции зависимость коэффициента динамической вязкости от концентрации. Опираясь на ряд экспериментальных данных, мы принимаем эту зависимость линейной. При таком подходе, уравнение приобретает вид обобщенного уравнения Бюргерса (1) (в безразмерных переменных):

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} - (\sigma + \delta) \frac{\partial C}{\partial y} + \gamma C \frac{\partial C}{\partial y}, \quad (1)$$

Здесь приняты обозначения $C=C(y, \tau)$ – массовая концентрация частиц, а коэффициенты зависят от гидродинамических и оптических характеристик среды.

Подстановка Коула-Хопфа даёт возможность получить точное аналитическое решение.

$$C(y, \tau) = \frac{2}{(\sigma - \delta)(y - (\sigma + \delta)\tau) + A}, \quad (2)$$

где A – постоянная, определяемая из условия сохранения числа частиц в заданном объёме. Полученное решение выражено через переменную бегущей волны. Из выражения (2) легко определить скорость распространения концентрационного возмущения, которая будет зависеть от гидродинамических и оптических характеристик среды.

1. A.I. Livashvili, et al. *J. of Physics: Conference Series*. **936**, 1, (2017).
2. А.И. Ливашвили и др. *Тр. VII Межд. конф. по фотонике и инф. опт.*, 284-285, (2018).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФТОРОФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ИТТЕРБИЯ И ЭРБИЯ

Алхлеф А., Колобкова Е.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована серия фторофосфатных стекол с одинаковым содержанием Yb^{3+} и различным содержанием Er^{3+} . Используя теорию Джадда-Офельта определено несколько радиационных характеристик перехода эрбия на 1,5 мкм. Эффективность переноса энергии между иттербием и эрбием была определена.

Среди различных стекол, фторофосфатные стекла считаются важными матрицами, имеющими низкую энергию фононов и высокую концентрацию легированных редкоземельных ионов. Благодаря их физическим свойствам – высокая прозрачность, низкие энергия фононов и нелинейный показатель преломления – они являются привлекательными материалами для оптических применений [1].

Целью настоящей работы является исследование спектрально-люминесцентных свойств фторофосфатных стекол состава $5\text{Ba}(\text{PO}_3)_2 - (33-x)\text{AlF}_3 - 18,5\text{CaF}_2 - 10\text{MgF}_2 - 10\text{BaF}_2 - 18,5\text{SrF}_2 - 5\text{YbF}_3 - x\text{ErF}_3$ где $x=0,1; 0,5; 1; 2; 3; 5$ моль. % в зависимости от концентрации ионов эрбия.

Для расчета параметров Джадда-Офельта (Д-О) Ω_i , были использованы десять полос поглощения в диапазоне от 350 нм до 1650 нм за исключением полосы на 975 нм, в которую вносится вклад поглощения переходами $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$ в ионах иттербия и $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ в ионах эрбия.

Исследуемые иттербий-эрбиевые стекла обладают большими значениями параметра Ω_2 относительно значений Ω_4 и Ω_6 что указывает на большие степени ковалентности и асимметрии матрицы. Значение радиационного времени жизни люминесценции стекол рассчитанного по теории Д-О варьируется от 7.23 мс до 11.30 мс.

На рис. 1 представлены экспоненциальные кинетики затухания люминесценции на 1,5 мкм для исследуемых стекол. Экспоненциальность кинетики затухания указывает на отсутствие донор-акцепторного взаимодействия, приводящегося к дополнительному снижению заселения возбужденного уровня. На рис. 2 можно заметить концентрационное тушение, при котором уменьшается время жизни и, следовательно, квантовый выход с увеличением концентрации активатора.

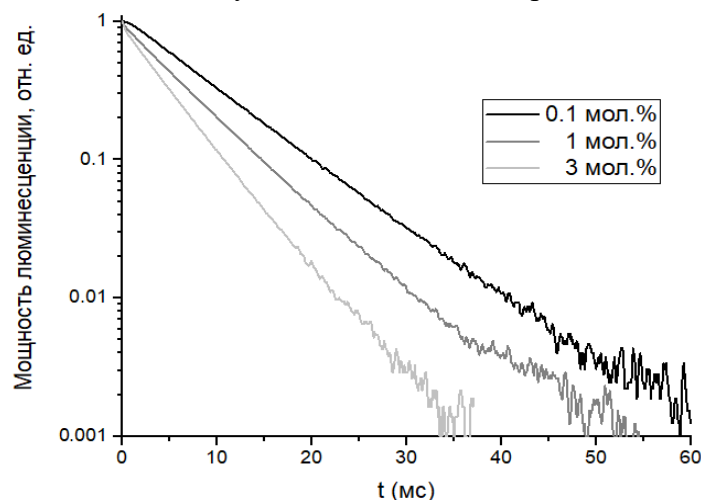


Рис. 1. Кинетики затухания люминесценции на переходе $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$

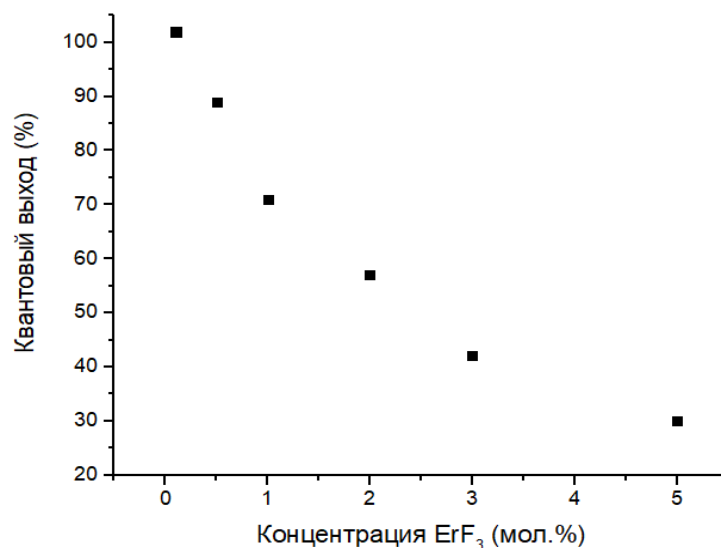


Рис. 2. Зависимость квантового выхода от концентрации ErF₃

Интерес к совместному легированию ионом Yb³⁺ обусловлен его одним, весьма вероятным переходом поглощения $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$, перекрывающимся с переходом $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ иона Er³⁺ в диапазоне 940–1100 нм, что значительно увеличивает эффективность накачки с коммерческим лазерным диодом с длиной волны 980 нм. Следовательно, повышенная эффективность поглощения и накачки вместе с эффективным процессом передачи энергии от сенсibilизатора (Yb³⁺) к акцептору (Er³⁺) как показано на рис. 3, делают совместно легированное фторофосфатное стекло отличным активным материалом для усиления перехода $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ ионов Er³⁺ на 1,5 мкм.

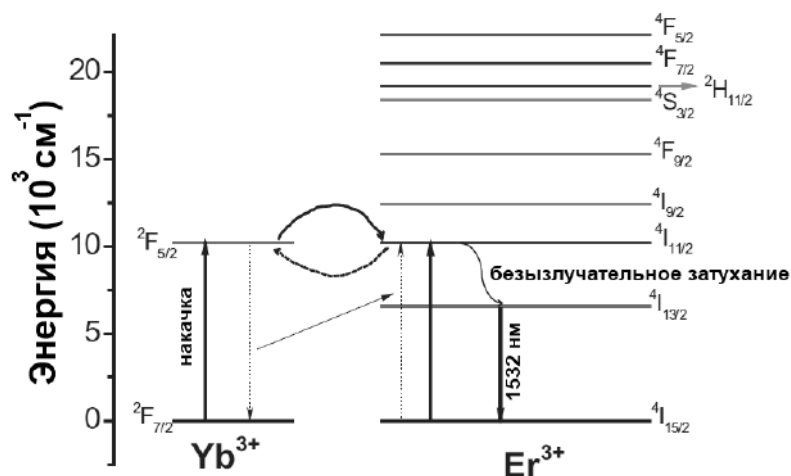


Рис. 3. Схема энергетических уровней системы Er³⁺/Yb³⁺

Эффективность переноса энергии η_t можно определить по соотношению [2]:

$$\eta_t = \frac{W_{DA} \tau_s}{1 + W_{DA} \tau_s}, \quad (1)$$

где τ_s – экспериментальное время жизни на 1 мкм в стекле, активированного только Yb³⁺, W_{DA} – вероятность переноса энергии, рассчитанная на основании перекрытия сечения излучения иттербия и сечения поглощения эрбия.

Было замечено, что эффективность переноса энергии для исследуемых стекол составляет больше 94%, при увеличении концентрации ионов эрбия увеличиваются и вероятность, и эффективность переноса энергии. Для стекла, активированного 5 мол. % эрбия они составили 42632 с⁻¹ и 99%, следовательно.

Длина волны генерации определяется спектрами излучения и поглощения активных ионов Er^{3+} , а также инверсией населенности, поскольку иттербий-эрбиевый лазер работает по трехуровневой схеме [3]. Свойства оптического усиления, такие как сечение усиления $G(\lambda)$, непосредственно связаны с сечениями поглощения σ_{abs} и излучения σ_{em} . $G(\lambda)$ является функцией инверсии населенности, как показано в соотношении:

$$G(\lambda) = \gamma\sigma_{\text{em}} - (1-\gamma)\sigma_{\text{abs}}, \quad (2)$$

где γ - нормализованная населенность верхнего лазерного уровня, определяемая интенсивностью накачки.

Рассчитаны спектры сечения стекол, было замечено что, несмотря на небольшую накачку (0,20) уже наблюдалось усиления излучения для стекла, содержащего 1 мол. % ErF_3 (рис. 4). Увеличение накачки привело к увеличению максимума и диапазона усиления.

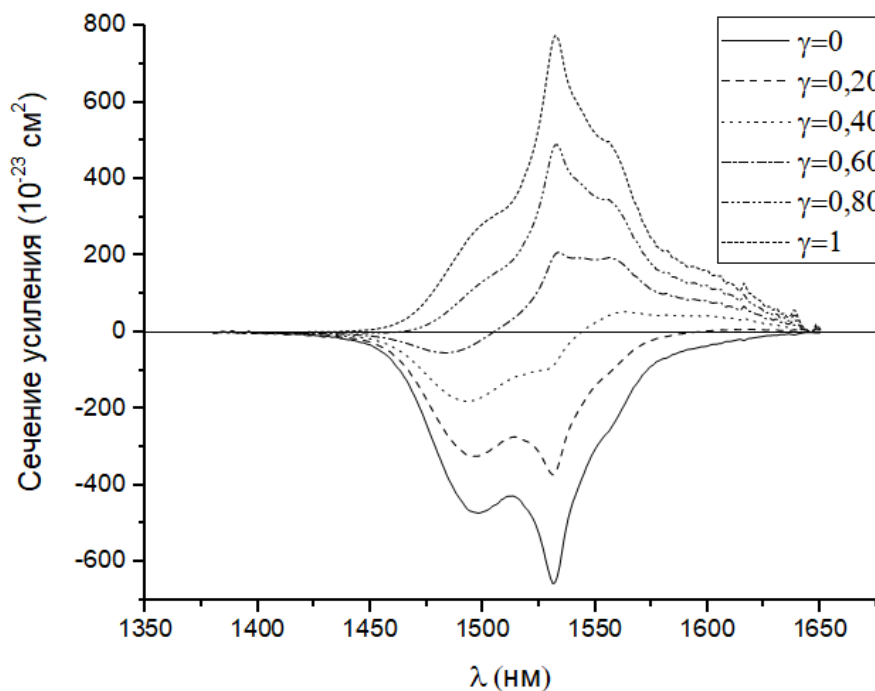


Рис. 4. Сечение усиления стекла, содержащего 1 мол. % ErF_3

1. S. Tanabe, *Comptes Rendus Chimie*, **5**, №12, 815-824, (2002).
2. A.J. Kenyon, *Progress in Quantum Electronics*, **26**, №4, 225-284, (2002).
3. S. Taccheo, P. Laporta, C. Svelto, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, №19, 2621-2623, (1996).

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Юрина У.В., Сидоров А.И.*, Немцев А.И., Подсвиров О.А.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально показано, что облучение кристаллов NaCl и KCl электронами с энергией 50 кэВ приводит к формированию сферических наночастиц натрия и калия, обладающих плазмонными резонансами в видимой области спектра. Методами численного моделирования изучены особенности их формирования.

Ранее было показано, что облучение стекол с ионами серебра электронами с энергией 5-50 кэВ и последующая термообработка приводят к формированию наночастиц серебра вблизи поверхности стекла [1, 2]. Целями настоящей работы было экспериментальное исследование возможности синтеза наночастиц натрия и калия в монокристаллах NaCl и KCl методом локального электронного облучения, а также изучение особенностей структуры их формирования методами оптической спектроскопии и численного моделирования. Облучение проводилось на сканирующем электронном микроскопе JEBD-2 с энергией электронов $E = 50$ кэВ и дозах 10–100 мкКл/см² при комнатной температуре.

Электронное облучение кристаллов NaCl и KCl приводит к формированию сферических металлических наночастиц Na и K вблизи поверхности кристалла, обладающих плазмонными резонансами (450 и 550 нм) в видимой области спектра (рис. 1, 2). С ростом дозы облучения увеличивается амплитуда плазмонного поглощения, а облученные зоны приобретают интенсивную окраску от желтой до черной для NaCl и от сиреневой до черной для KCl. В обоих случаях наблюдается появление дополнительных полос поглощения в длинноволновой области спектра, амплитуда которых также растет с увеличением дозы облучения.

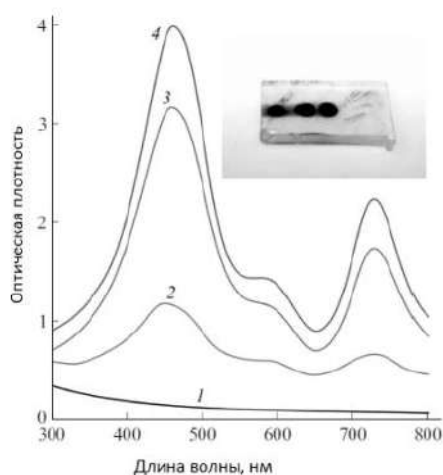


Рис. 1. Спектры оптической плотности кристалла NaCl до (1) и после (2, 3, 4) электронного облучения: 2 — $Q = 10$, 3 — 50, 4 — 100 мкКл/см².

На вставке фото кристалла после облучения

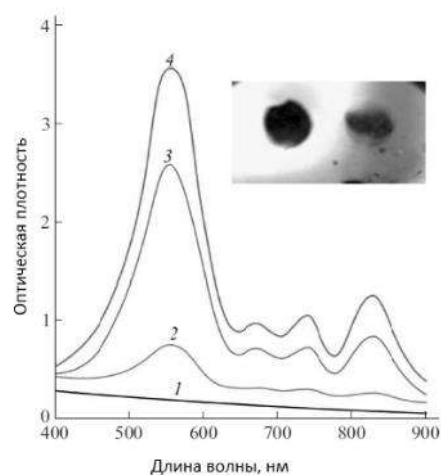


Рис. 2. Спектры оптической плотности кристалла KCl до (1) и после (2, 3) электронного облучения:

2 — $Q = 10$, 3 — 50, 4 — 100 мкКл/см².

На вставке фото кристалла после облучения

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования сечения поглощения в квазистатическом дипольном приближении. Из рисунка видно, что с экспериментом совпадает расчет для наночастиц Na, окруженных диэлектрической

оболочкой с показателем преломления меньшим, чем показатель преломления наночастиц в идеальном кристалле. При моделировании толщина оболочки была выбрана равной 7 нм. Появление оболочки с низким показателем преломления вызвано образованием кристаллических дефектов вокруг наночастицы из-за уменьшения концентрации ионов Na в кристаллической решетке. Также образование оболочки может быть вызвано появлением нанотрещин в кристалле вокруг наночастицы из-за локальных механических напряжений, возникающих при росте наночастицы. Кроме того, существует вероятность того, что при электронном облучении в кристалле формируются наночастицы Na, находящиеся в жидкой фазе, численное моделирование было проведено и для жидкой наночастицы Na в кристалле NaCl с оболочкой. В этом случае происходит незначительное длинноволновое смещение плазмонной полосы поглощения. Однако, поскольку экспериментально измеренная плазмонная полоса поглощения наночастиц Na имеет значительную спектральную ширину, ответить на вопрос, в твердой или жидкой фазе находятся наночастицы Na, по результатам оптических измерений не представляется возможным. Аналогичные расчеты были проведены и для кристалла KCl.

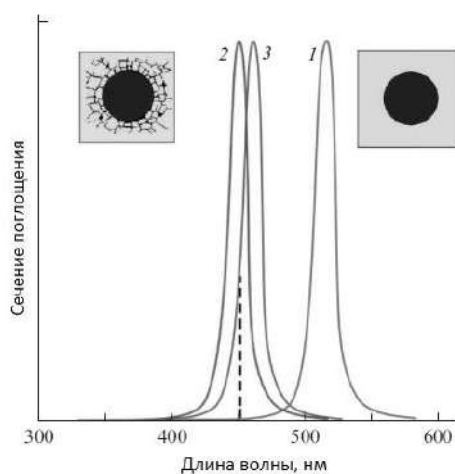


Рис. 2. Расчетные нормированные спектры сечения поглощения сферических наночастиц Na в кристалле NaCl: 1 — твердый Na в идеальном кристалле, 2 — твердый Na в оболочке из дефектов, 3 — жидкий Na в оболочке из дефектов. Штрих — эксперимент

Возникновение особенностей в длинноволновой области спектра вызвано образованием трехслойной структуры в кристалле. При электронном облучении диэлектриков в них формируются тонкие заряженные слои, параллельные облучаемой поверхности и расположенные под ней [1]. Таким же образом располагаются и металлические наночастицы. В композитном слое, содержащем наночастицы, его эффективный комплексный показатель преломления отличается от показателей преломления окружающих слоев, в такой слоистой структуре может возникать интерференция, приводящая к модуляции коэффициента пропускания.

Полученные результаты могут быть использованы в устройствах нанофотоники и нелинейной оптики, а также при создании метаматериалов.

1. А.И. Игнатъев, А.В. Нащекин, В.М. Неведомский, О.А. Подсвиров, А.И. Сидоров, А.П. Соловьев, О.А. Усов, *ЖТФ*, **81**, №5, 75–80, (2011).

2. О.А. Подсвиров, А.И. Сидоров, В.А. Цехомский, А.В. Востоков, *ФТТ*, **52**, №9, 1776–1779, (2010).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕОДИМОВЫХ ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ

Нассер Х., Асеев В.А., Никоноров Н.В., Иванов С.А., Игнатъев А.И.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено сравнительное комплексное исследование спектрально-люминесцентных свойств фото-термо-рефрактивных стекол, активированных переменным содержанием оксида неодима. Показано что, оптимальная концентрация оксида неодима составляет 0,5 мол%.

Разработка полифункциональных оптических материалов является одной из ключевых задач современной фотоники. Такие материалы позволяют создавать устройства с уникальными характеристиками. Фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло, активированное редкоземельными ионами, обладает как голографическими, так и лазерными свойствами [1]. ФТР стекло является перспективным материалом на создание твердотельных лазеров с распределенной обратной связью (РОС) [2].

Целью данной работы является исследование спектральных и люминесцентных характеристик ФТР стекол с переменной концентрацией оксида неодима 0,5 – 2,1 мол%.

В данной работе были синтезированы ФТР стекла системы SiO_2 , Al_2O_3 , Na_2O , ZnO , NaF , KBr , стекло активировано Ag_2O , CeO_2 и Sb_2O_5 . Оксид неодима вводился в концентрации 0,5, 1,0 и 2,1 мол% через эквимольное замещение оксида алюминия.

На рис. 1 показаны спектры поглощения исследуемых образцов.

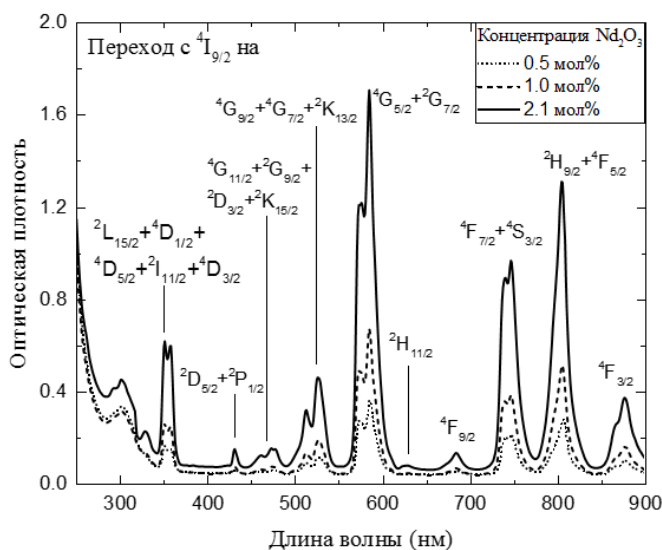


Рис. 1. Спектры поглощения исследуемых неодимовых ФТР стекол

С помощью теории Джадда-Офельта [3,4] были рассчитаны вероятности спонтанного перехода и коэффициенты ветвления. Результаты показали, что коэффициент ветвления для перехода $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{9/2}$, $4I_{13/2}$ – 39%, 10%, соответственно, что совпадает с экспериментальным распределением интенсивности излучения, показанной в спектрах излучения исследуемых образцов (рис. 2). Поэтому можно заключить, что получение лазерной генерации на переходе $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ в неодимовом ФТР стекле возможно.

На рис. 3 показаны кривые затухания флуоресценции исследуемых образцов.

Результаты расчета времени жизни и квантового выхода показали, что при концентрации оксида неодима 0,5 мол% квантовый выход составляет 90%. Это

значение уменьшается до 26% при увеличении концентрации до 2,1 мол% вследствие процессов ион-ионного взаимодействия и кросс-релаксации.

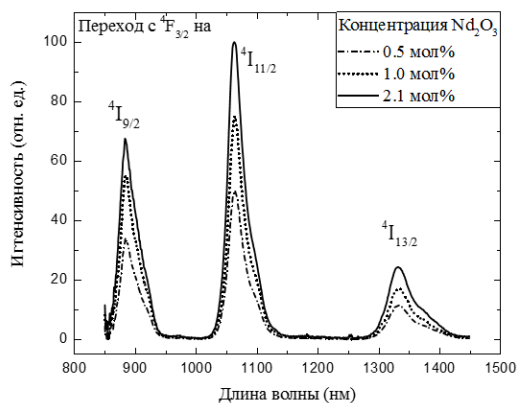


Рис. 2. Спектры излучения исследуемых образцов

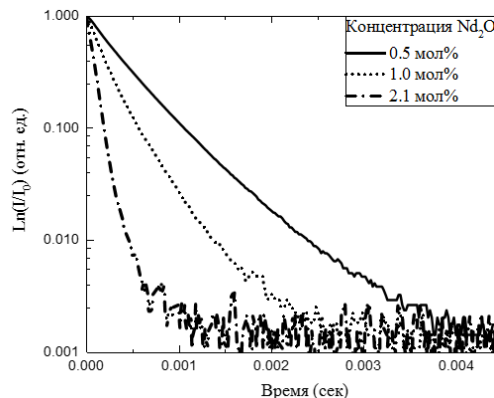


Рис. 3. Кривые затухания исследуемых образцов

Сечение вынужденного излучения на длине волны 1063 нм составляет $1,74 \times 10^{-20}$ см², это значение типично для неодима в силикатных стеклах [5].

Была также рассчитана интенсивность насыщения, которая является важным параметром для работы лазера. Она составляет 20,6 кВт/см² для образца в концентрации 0,5 мол%, что ниже, чем в некоторых коммерчески произведенных стеклах в такой же концентрации неодима [5].

Из приведенных выше результатов можно заключить, что оптимальная концентрация оксида неодима в ФТР стекле составляет 0,5 мол%, при которой неодимовое ФТР стекло обладает наилучшими спектрально-люминесцентными свойствами.

1. N. Nikonorov, V. Aseev, V. Dubrovin, A. Ignatiev, S. Ivanov, E. Sgibnev, *Springer*, **218**, 83-113, (2018).

2. A. Ryasnyanskiy, N. Vorobiev, V. Smirnov, J. Lumeau, L. Glebova, O. Mokhun, C. Spiegelberg, M. Krainak, A. Glebov, L. Glebov, *Opt. Lett.*, **39**, №6, 2156–2159, (2014).

3. B.R. Judd, *Phys. Rev.*, **127**, №3, 750-761, (1962).

4. G.S. Ofelt, *J.Chem. Phys.*, **37**, № 3, 511-520, (1962).

5. W.F. Krupke, *IEEE J. Quantum Electronics*, **10**, №4, 450-457, (1974).

УНИПОЛЯРНЫЕ БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МЛЭ HgCdTe ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 3–5 МКМ

Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Горн Д.И.,
Лозовой К.А., Дворецкий С.А.*, Михайлов Н.Н.*, Сидоров Г.Ю.*

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

*Институт физики полупроводников имени А.В. Ржанова СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты исследований электрофизических характеристик nVn -структур на основе МЛЭ HgCdTe с различными параметрами барьерного слоя. Установлено, что доминирующими механизмами темновых токов являются утечка по поверхности боковых стенок меза-структуры и генерация Шокли-Рида.

Фундаментальные свойства полупроводникового твердого раствора теллурида кадмия и ртути (HgCdTe) определяют широкое использование этого материала при создании высокочувствительных инфракрасных детекторов для различных спектральных областей – например, 3–5 (MWIR) и 8–12 (LWIR) мкм [1]. Важной задачей современной инфракрасной фотосенсорики является повышение рабочей температуры детекторов на основе HgCdTe. Для снижения стоимости создания детекторов на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), также желательно исключить из технологического цикла дефектообразующие операции формирования слоев p -типа путем ионной имплантации с последующими отжигами. Эти задачи могут быть решены при разработке детекторов с новыми архитектурами – униполярных барьерных детекторов. В 2006 году предложено использовать для детектирования nVn -структуру [2], которая включает широкозонный барьер V , а также слои n -типа, расположенные с двух сторон барьерного слоя. Поглощение излучения происходит в n -слое, причем при подаче отрицательного напряжения на структуру для электронов существует потенциальный барьер. В результате эффективно подавляются темновые токи основных носителей заряда (а также генерация-рекомбинация Шокли-Рида в V -слое) и снижаются барьеры для фототока неосновных носителей заряда.

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований электрофизических характеристик MWIR nVn -структур на основе МЛЭ HgCdTe с различными параметрами барьерных слоев.

Структуры для исследований создавались на основе пленок $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных в Институте физики полупроводников СО РАН методом МЛЭ на подложках из GaAs (013). Скорость выращивания пленок составляла 1.5–1.7 мкм/час. В процессе роста формировались заданные профили состава x и концентрации донорной примеси In по толщине пленок HgCdTe. Для контроля распределения состава x по толщине пленки использовался метод эллисометрии. Для изготовленных nVn -структур №1–3 состав в барьерном слое изменялся от 0.67 до 0.84, а толщина барьерного слоя – от 120 до 300 нм. Состав в поглощающем слое находился в диапазоне от 0.29 до 0.35, что обеспечивает собственное (межзонное) поглощение MWIR излучения. Распределения содержания CdTe (состава x), а также концентрации примеси индия по толщине пленок № 2 и 3 приведены на рис. 1.

При создании образцов для исследований контактный и барьерный слои локально травились до поглощающего слоя при использовании фотолитографии. Для обеспечения фронтальных контактов на поверхности сформированных островков

создавались индиевые полевые электроды различной площади. Для создания контакта к поглощающему слою выполнялась металлизация по периметру пленки HgCdTe. Фронтальная и боковые поверхности меза-структуры пассивировались слоем оксида алюминия (Al_2O_3), который был создан при помощи метода плазменного атомно-слоевого нанесения (PEALD) [3]. Экспериментальные исследования проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе измерителя иммитанса Agilent E4980A и криостата Janis.

На основе nBn -структур были изготовлены тестовые МДП-системы при пассивации поверхности слоем PE ALD Al_2O_3 . Измеренные вольт-фарадные характеристики (ВФХ) при 77 К имели высокочастотный вид при частоте 2 кГц. Концентрации электронов в HgCdTe, рассчитанные из ВФХ, близки к концентрациям введенной в контактные слои примеси индия. При освещении структур излучением с длиной волны 0.94 мкм емкость в обогащении не изменяется, но возрастает емкость в сильной инверсии. После выключения освещения наблюдается спад емкости в обогащении и последующая релаксация к исходному значению в течение нескольких часов [4]. Емкость в обогащении также восстанавливает свое значение в результате нагрева (примерно до 150 К).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) nBn -структур с составами в барьере 0.67 (структура № 1) и 0.75 (№ 2) были почти симметричны относительно оси ординат в широком диапазоне температур. Охлаждение от 300 до 10 К приводит к небольшому уменьшению значений тока (менее чем в 10 раз). Значения плотности тока для структур № 1 и 2 достаточно велики и при температуре 300 К и обратных смещениях, превышают 1 A/cm^2 . ВАХ nBn -структуры № 3 с наибольшим составом в барьере ($x=0.84$) почти симметричны при высоких температурах (120–300 К), но становятся резко ассиметричными при дальнейшем снижении температуры (рис. 2). Возникает область напряжения, которым соответствуют крайне малые значения токов (менее 1 нА). Ток для nBn -структуры № 3 при обратных смещениях заметно зависит от температуры. Освещение nBn -структур излучением с длиной волны 0.94 мкм изменяет вид ВАХ, что хорошо заметно для структуры № 3. Значения фототока при обратном смещении для структур № 1–3 оказываются близкими.

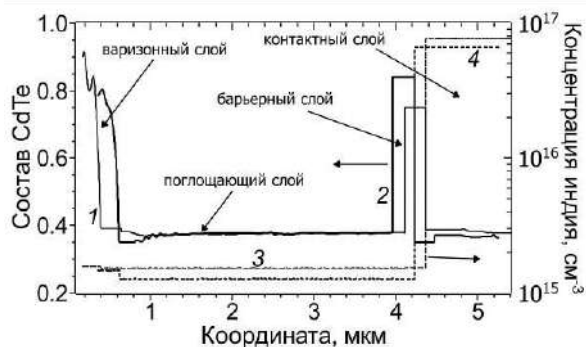


Рис. 1. Зависимости компонентного состава CdTe (кр. 1, 2) и концентрации примеси индия (кр. 3, 4) от координаты для структур № 2 (кр. 1, 3) и 3 (кр. 2, 4)

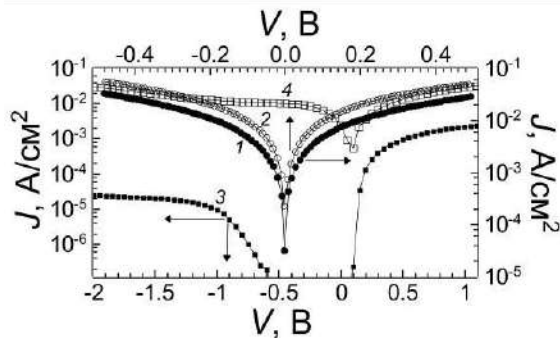


Рис. 2. ВАХ nBn -структур № 2 (кр. 1, 2) и 3 (кр. 3, 4) при температуре 70 К в темноте (кр. 1, 3) и при освещении (кр. 2, 4)

По результатам измерения температурных зависимостей плотности тока для nBn -структуры № 3 при разных смещениях построены графики Аррениуса в области наиболее сильной зависимости тока от температуры. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью, причем энергия активации при изменении обратного смещения от -0.5 до -1.5 В уменьшается от 125 до 66 мэВ.

Исследования ВАХ nBn -структур № 2 и 3 с различными площадями при 300 К и напряжении -2 В показали, что плотность тока возрастает при увеличении P/A (рис. 3), где P – периметр полевого электрода, A – площадь этого электрода. Для структур № 1,

2 и 3 найдены значения плотности тока поверхностной утечки на единицу длины периметра, которые равны $1.1 \cdot 10^{-1}$, $4.0 \cdot 10^{-2}$ и $7.1 \cdot 10^{-3}$ А/см, соответственно. Ток через *nVn*-структуры № 2 и 3 определяется утечкой по поверхности боковых стенок.

Проведен анализ возможных механизмов, определяющих темновые токи в *nVn*-структурах. Туннельным током в *nVn*-структурах на основе HgCdTe можно пренебречь при толщине барьерного слоя, превышающей 50 нм [5], что значительно меньше толщин барьерных слоев структур № 1–3 (120–300 нм). Из полученных результатов следует, что ток через *nVn*-структуры № 1 и 2 определяется утечкой по поверхности боковых стенок меза-структуры. Для структуры № 3 энергия активации при любых смещениях значительно меньше энергии ширины запрещенной зоны в поглощающем слое, поэтому можно исключить доминирование диффузионного тока [6]. Вероятно, что при небольших отрицательных смещениях в структуре № 3 доминирует генерационно-рекомбинационный ток (по механизму Шокли-Рида) в области пространственного заряда, расположенной в поглощающем слое. Структура № 3 имеет значительно меньшую плотность тока, чем аналоги таких структур первой итерации авторов [7] (рис. 4). Для оптимизированной структуры-аналога второй итерации [8] плотность тока при температуре 77 К была немного меньше, чем для структуры № 3.

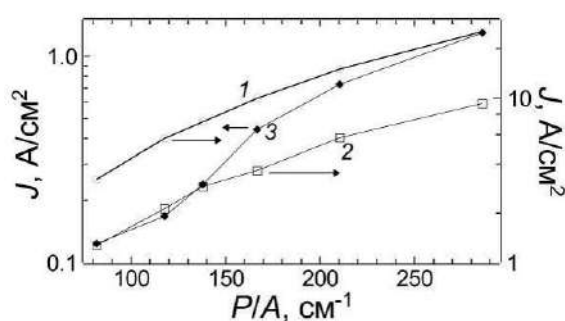


Рис. 3. Зависимость плотности тока для *nVn*-структур № 1 (кр. 1), 2 (кр. 2) и 3 (кр. 3) от отношения P/A при температуре 300 К и напряжении смещения -2 В

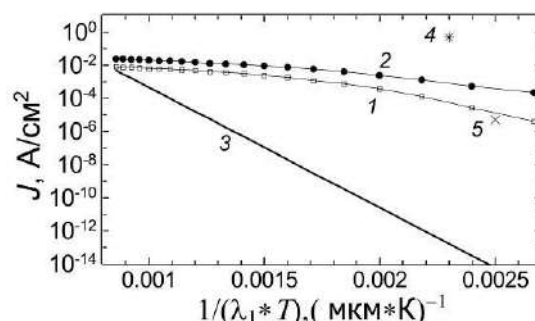


Рис. 4. Сравнение плотностей темнового тока, рассчитанных согласно модели Rule07 (кр. 3) и измеренных для *nVn*-структуры № 3 при напряжении -0.5 (кр. 1) и -1.5 В (кр. 2), а также для аналогов на основе МЛЭ HgCdTe первой итерации (4) [7] и второй итерации (5) [8]

Значения темнового тока для структуры № 3 на несколько порядков величины превышают значения тока согласно модели Rule07 [9]. Это подтверждает то, что темновой ток в структуре № 3 не ограничен Оже процессами.

Исследования проведены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда в рамках проекта № 19-12-00135.

1. M.A. Kinch, *J. Electron. Mater.*, **44**, 2969-2976, (2015).
2. S. Maimon, G.W. Wicks, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 151109, (2006).
3. R. Fu, J. Pattison, *Opt. Engin.*, **51**, 104003, (2012).
4. А.В. Войцеховский, С.Н. Несмелов, С.М. Дзядух, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев, *Прикладная физика*, №4, 43-48, (2018).
5. N.D. Akhavan, G.A. Umana-Membreno, R. Gu, J. Antoszewski, L. Faraone, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **65**, No.2, 591-598, (2018).
6. M. Kopytko, A. Kębłowski, W. Gawron, A. Kowalewski, A. Rogalski, *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **61**, No.11, 3803-3807, (2014).
7. A.M. Itsuno, J.D. Phillips, S. Velicu, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, No.16, 161102, (2012).
8. S. Velicu, J. Zhao, M. Morley, A.M. Istuno, J.D. Phillips, *Proc. SPIE*, **8268**, 826282X, (2012).
9. W.E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, E. Piquette, M. Carmody, *J. Electron. Mater.*, **37**, 1406-1410, (2008).

ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ФОТОНИКИ

Пономарева М.А.* **, Наливайко В.И.*

* Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск, Россия

** Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск, Россия

Представлены результаты применения халькогенидных стеклообразных материалов для разработки новых элементов фотоники с использованием автоматизированных технологий. Показаны преимущества этих материалов и приведены характеристики изготовленных макетов устройств.

Халькогенидные стеклообразные полупроводники в виде тонких слоев являются превосходным материалом для изготовления оптических элементов фотоники. Наиболее важными свойствами этих материалов в пленочном исполнении являются большой динамический диапазон изменения показателя преломления в области высокой прозрачности и пространственное разрешение на молекулярном уровне [1]. Эти материалы прозрачны в ИК-диапазоне излучения ($\lambda = 0,8 - 12$ мкм), обладают высоким показателем преломления ($n = 2,5 - 2,7$), легко наносятся в вакууме в виде тонких однородных слоев и поэтому являются серьезными конкурентами известным кристаллическим ИК-материалам. В настоящей работе представлены технологические результаты, использованные нами при разработке новых оптических элементов.

Требования современных технологий формулируют необходимость использования процессов автоматизации для получения тонких слоев с улучшенными свойствами. На основе программного модуля автоматизированного управления термостатированным испарителем нами применены современные средства автоматизации процессом напыления на вакуумной напылительной установке УВН-71П-3. Система ПИД-регулирования обеспечивает стабилизацию температуры испарителя, а управляющая программа устанавливает его температуру и положение заслонки в процессе напыления. Экспериментальная погрешность задаваемой температуры не превышала 4°C . Система автоматизации позволила обеспечить повторяемость технологического процесса и программируемый температурный режим испарителя. В результате автоматизации увеличен динамический диапазон фотоструктурных изменений показателя преломления на 10% в спектральной области высокого пропускания слоев состава As_2S_3 .

Применение термостатированного испарителя, имеющего рабочий объем молибденового тигля, равный 6 см^3 позволило экспериментально апробировать синтез сложных халькогенидных материалов и напыление слоев в едином технологическом цикле. Стекла составов As_2S_3 и As_2Se_3 помещались в тигель испарителя. Путем варьирования количественного соотношения стекол получали слои трехэлементного состава As-S-Se толщиной до 5 мкм с равномерным по толщине поглощением на $\lambda=532$ нм, что обеспечило получение брэгговских дифракционных элементов с высокой эффективностью при восстановлении. Пространственное разрешение полученных слоев составляло по величине 10^4 мм^{-1} , что было подтверждено результатами записи дифракционных решеток с субмикронным периодом.

Для изготовления дифракционной оптики с глубоким рельефом штрихов в халькогенидных слоях состава As_2S_3 толщиной 5 мкм была применена технология оптического гравирования рельефа [2]. Высокий показатель преломления халькогенидных слоев позволил получить фазовые рельефы глубиной 6λ и более на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм. С помощью данной технологии были изготовлены шаблоны дифракционных аксиконов и зонных пластинок Френеля для оптического диапазона излучения.

Также были проведены работы с целью изготовления объемных линз для ИК-диапазона излучения. Предложена новая технология формования халькогенидного стекла, при которой получают линзы без внешнего давления с помощью нагревания халькогенидного стекла выше температуры размягчения (340°C). Это позволило применять пресс-формы из оксидного стекла и плавленого кварца вместо пресс-форм из сверхтвердых металлических сплавов. Материалом, с которым проводились эксперименты по формованию линз, было халькогенидное стекло состава As_2S_3 с пропусканием излучения в диапазоне $0,6 - 10$ мкм. Пропускание стекла As_2S_3 в красной области спектра обеспечивает юстировку ИК линз в видимом диапазоне спектра. В результате получена плоско-выпуклая линза из халькогенидного стекла с параметрами: диаметр – $18,5$ мм, фокусное расстояние – 35 мм, толщина в центре – 2 мм, вес линзы – $1,3$ г.

Одной из решаемых прикладных задач было испытание макета малогабаритного сканера на основе плоского фокусирующего зеркала [3]. Преимуществом такого сканера является простота его конструкции и большие углы сканирования. Тонкие халькогенидные слои состава As-S-Se наносились на плоскую подложку, имитирующую поверхность пьезоактюатора. Фокусирующие зеркала в этих слоях получали путем голографической записи внеосевых зонных пластинок, последующего селективного травления халькогенидного слоя и нанесения отражающего слоя Al . Изготовленные внеосевые фокусирующие зеркала имели следующие параметры: диаметр – 5 мм, фокусное расстояние – 30 мм, угол между падающим плоским и дифрагированным лучами $\sim 90^{\circ}$, дифракционная эффективность на $\lambda = 532$ нм – 50% . Экспериментально реализована возможность сканирования светового пучка с помощью плоского дифракционного внеосевого зеркала для его использования в качестве элемента малогабаритного скоростного сканера. При смещении зеркала на 2 мм сфокусированное пятно перемещалось на 5 мм, что соответствует углу сканирования порядка 10° . Увеличение углов сканирования достигается за счет уменьшения радиуса зеркала и увеличения амплитуды его перемещения. Путем компьютерного моделирования показано, что с помощью таких устройств можно обеспечить сканирование оптических пучков шириной порядка десятков микрон на углы до 85° .

Следующая задача решалась при изготовлении эталонных отражающих дифракционных решеток с периодом 2 мкм для оптической схемы объемной томографии [4]. Обычно процедура записи решеток в халькогенидных слоях включает процессы экспонирования слоев коротковолновым излучением и одновременную неразрушающую регистрацию эффективности записи более длинноволновым излучением. Однако в данной задаче возникла необходимость использовать для экспонирования и считывания излучение с одной длиной волны. Для этого были применены слои из специально синтезированных составов стекол с краем полосы поглощения вблизи рабочей длины волны томографа $\lambda = 0,65$ мкм, а неразрушающее считывание при восстановлении обеспечивалось с помощью селективного травления записываемых голограмм.

Другая задача, связанная с применением халькогенидных материалов, заключалась в демонстрации возможности изготовления оптических пленочных аксиконов с фокусными отрезками большой величины [5]. Аксикон – это оптический элемент с конической формой поверхности, в отличие от обычной линзы, фокусирующий лазерное излучение в протяженный фокусный отрезок. Была апробирована методика получения пленочного аксикона путем вакуумного напыления тонкой халькогенидной пленки состава As_2S_3 через специального вида маску. Пленочные аксиконы имели высоту конуса от 1 до 5 мкм и соответствующие теоретически рассчитанные длины фокусных отрезков от 100 до 20м . Это на несколько

порядков больше длин фокусных отрезков стандартно изготовленных аксиконов и существенно расширяет области их применения.

Перспективной областью применения тонких халькогенидных слоев является их использование при разработке волноводных интегрально-оптических элементов. Нами показано, что благодаря высокому показателю преломления интегрально-оптические волноводы имеют субмикронные толщины и могут быть выполнены с дифракционными элементами ввода/вывода излучения в волновод. Такие волноводы являются основным элементом для многих интегрально-оптических устройств: делителей/объединителей лазерных пучков [6], бимодовых интерферометрических [7] и решеточно-волноводных оптических сенсоров [8]. Установлено, что расчетный предел обнаружения по показателю преломления таких сенсоров составляет порядка 10^{-5} .

На тонких слоях халькогенидных слоев состава As_2Se_3 изготовлены рельефные отражательные вогнутые голографические решетки с низким уровнем “паразитного” рассеяния. На их основе разработан малогабаритный спектрометр с плоским полем регистрации для эмиссионного анализа потоков низкотемпературной плазмы [9]. Голографическая дифракционная решетка является единственным оптическим элементом спектрометра. Она выполняет функции разложения излучения в спектр, фокусировку изображения щели, коррекцию астигматизма и комы и формирование плоского поля фокусировки спектра. Коррекция аберраций обеспечивается переменным шагом и криволинейной формой штрихов решетки. Плоское поле фокусировки спектра дает возможность применить стандартные регистрирующие многоканальные системы - фотодиодные линейки. Параметры спектрометра: радиус кривизны подложек - 225 мм, относительное отверстие $1/3$, спектральное разрешение при ширине входной щели 5 мкм - 1 \AA , на спектральном расстоянии 20 \AA от линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ отношение сигнал-шум - 5×10^{-6} , рабочее поле решеток $60 \times 60 \text{ мм}^2$, средняя плотность штрихов решетки - 1200 мм^{-1} , габариты спектрометра - $250 \times 135 \times 100 \text{ мм}^3$, вес - 3 кг.

1. В.И. Наливайко, Г.С. Юрьев, Б.Г. Гольденберг, М.А. Пономарева, *Поверхность*, №11, 52-55, (2003).
2. В.И. Наливайко, А.Н. Покровский, *Гео-Сибирь*, **5**, №2, 84-92, (2011).
3. В.И. Наливайко, О.Я. Абель, *Интерэкспо Гео-Сибирь*, **5**, №1, 99-103, (2013).
4. П.Е. Твердохлеб, Ю.А. Щепеткин, И.Ш. Штейнберг, *Автометрия*, **55**, №1, 26-34 (2019).
5. В.И. Наливайко, М.А. Пономарева, *Интерэкспо Гео-Сибирь*, **2**, №5, 16-23, (2018).
6. Н.Н. Каменев, В.И. Наливайко, *Автометрия*, №1, 27-30, (1999).
7. В.И. Наливайко, М.А. Пономарева, *Опт. и спектр.*, **123**, №2, 296-300, (2017).
8. В.И. Наливайко, М.А. Пономарева, *Опт. и спектр.*, **126**, №4, 523-526, (2019).
9. А.А. Михальченко, В.И. Кузьмин, Е.В. Картаев, В.И. Наливайко, П.А. Чубаков, *Теплофизика и аэромеханика*, **18**, №4, 657 – 669, (2011).

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ С ДОБАВЛЕНИЕМ ЛИТИЯ

Шестопалова Ю.А., Дубровин В.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлены результаты исследования влияния лития и хлора в составе фото-термо-рефрактивных стекол на их спектрально-люминесцентные свойства. Было показано, что обработка данных стекол ультрафиолетовым излучением с последующей термообработкой, приводит к формированию серебряных молекулярных кластеров.

Фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла являются многокомпонентным фоточувствительным материалом, с добавлением Се, Sb, Ag и галогенидов (F, Cl, Br). УФ облучение и термообработка выше температуры стеклования (Т₀) которых приводит к выделению наночастиц серебра в объеме стекла, а затем на них вырастает кристаллическая фаза из галогенидов серебра и фторида натрия.

Серебряные молекулярные кластеры (СМК) – комплексы, которые состоят из нескольких атомов серебра (1-15) с различными физико-химическими свойствами, отличающиеся от свойств металлического серебра. Люминесценция СМК находится в спектральном диапазоне от УФ до ИК. СМК являются перспективным материалом для люминесцентных источников белого свечения, дисплеев, биосовместимых маркеров, даунконверторов для увеличения КПД солнечных модулей т.д. [2,3]

Для проведения исследований были синтезированы ФТР стекла натриево-алюмоцинк-силикатной системы с добавлением Се, Sb и переменным содержанием оксида серебра и хлорида натрия AgNaLi-1 с добавлением 0,065 мол. % Ag₂O и 2,2 NaCl мол. %, AgNaLi-2-2 с добавлением 0,065 мол. % Ag₂O и 0 NaCl мол. %, AgNaLi-3 с добавлением 0,14 мол. % Ag₂O и 0 NaCl мол. %, AgNaLi-4 с добавлением 0,19 Ag₂O и 0 NaCl мол. %. Стекла были синтезированы в кварцевом тигле при температуре 1450°C при перемешивании с помощью платиновой мешалки в воздушной атмосфере. Температура стеклования была измерена на дифференциальном сканирующем калориметре STA6000 (Perkin-Elmer) и составила 494°C. Образцами являются плоскопараллельные пластины толщиной 1 мм, которые облучались ртутной лампой, а затем последовательно термообработывались в печи при температурах 250°C - 400°C 1 час. Спектры поглощения были измерены на спектрофотометре Lambda 650 в диапазоне длин волн 300-800 нм с шагом в 1 нм у исходных стекол, УФ облученных и УФ облученных и Т₀ стеклах. Спектры люминесценции были получены с помощью многоканального приемника (PMA- 12, Hamamatsu) с интегрирующей сферой при возбуждении излучением с длиной волны 365 нм.

У исходных стекол спектры поглощения схожи, видно, что введение серебра практически не влияет на полосу поглощения ионов Се³⁺ (309 нм) (рис.1). После УФ облучения в образцах увеличивается коэффициент поглощения в диапазоне 350-500 нм в связи с формированием серебряных молекулярных комплексов (СМК) Ag_n(рис.2). Термообработка ниже Т_g увеличивает число СМК (рис.3-6), которые обладают люминесценцией в видимом и ближнем ИК диапазонах. И обладают поглощением в области 330 – 700 нм, ионы Ag₂ поглощают в области 330 нм – 430 нм, Ag₃ – в диапазоне 435-525 нм, а Ag₄ – в диапазоне 525-705 нм.

После УФ облучения и Т₀ стекла обладают широкополосной люминесценцией, соответственно, основываясь на литературных данных [1], можно сделать предположение, что за люминесценцию в области 400-460 нм – Ag⁰, 460-600 нм – Ag₂⁰, Ag₄⁰, 600-800 нм – Ag₃⁰.

Введение хлора (AgNaLi-1) влияет на форму спектров люминесценции ФТР стекол (рис.3-6). Видно, что у стекла с добавлением хлора наблюдается один максимум в спектрах люминесценции соответствующий молекулярным комплексам типа Ag_2 , Ag_4 , при этом в стеклах без хлоридов присутствует два максимума, на 450 и 600 нм, что соответствует атомарному серебру и молекулярным комплексам. Данное различие в спектрах люминесценции можно объяснить формированием молекулярных комплексов типа Ag_n^mCl , обладающих люминесценцией в более длинноволновой области.

Из рис.6а также видно, что УФ облучение и ТО при 400 °С стекла, содержащего хлор, приводит к тушению люминесценции, что может быть объяснено формированием субнаночастиц серебра, которые не обладают люминесценцией и поглощают в видимой области.

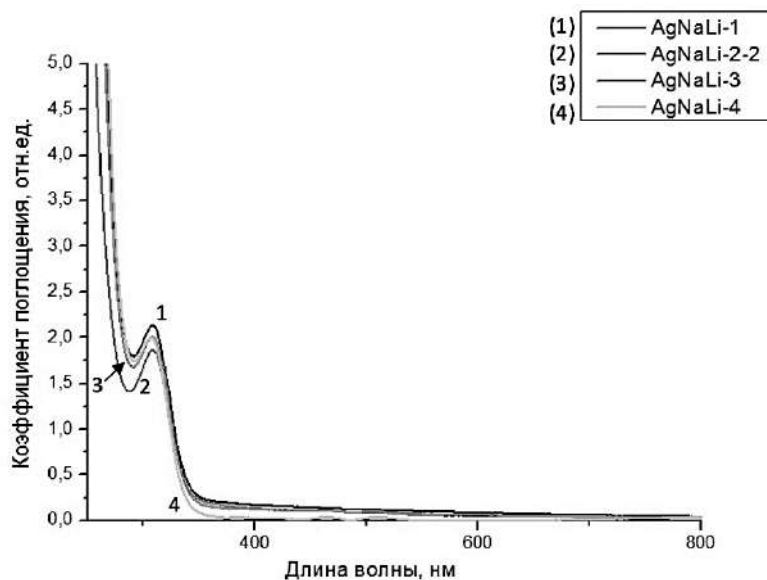


Рис. 1. Спектры поглощения исходных ФТР стекол

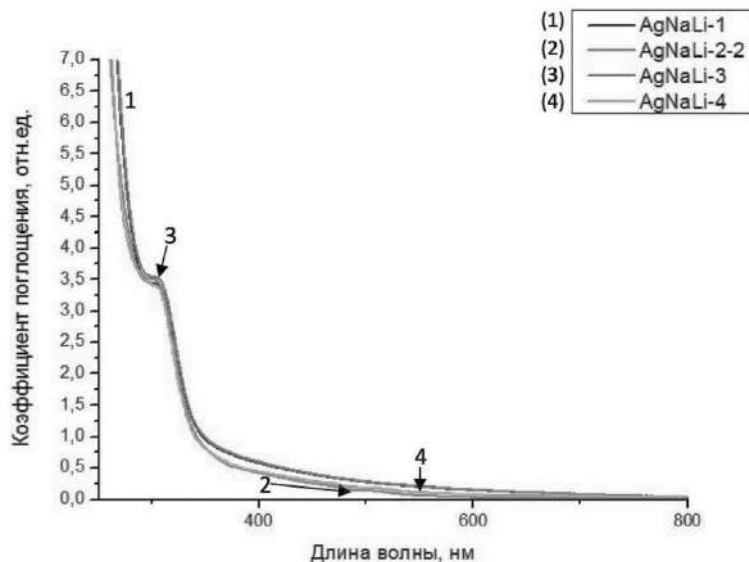


Рис. 2. Спектры поглощения ФТР стекол после УФ облучения (10 мин.)

Из рис.3-6 также видно, что при увеличении концентрации серебра меняется форма спектров люминесценции. УФ облучение и ТО стекла AgNaLi-2-2 при низких температурах (до 250 °С) приводит к появлению люминесценции с двумя максимумами на 450 и 600 нм, при этом обработка на больших температурах приводит к уменьшению

интенсивности полос люминесценции с максимумом на 450 и 600 нм и росту полосы с максимумом на 700 нм, по-видимому, соответствующей комплексам Ag₃.

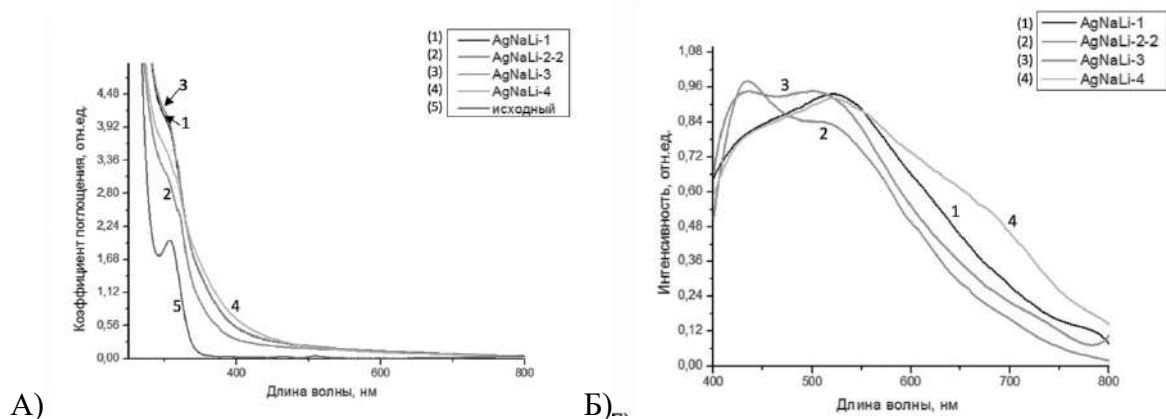


Рис. 3. Спектры поглощения (А) и нормированные спектры люминесценции (Б) ФТР исходного стекла и после УФ облучения и термообработки при температуре 250 °С (1 час) стекло

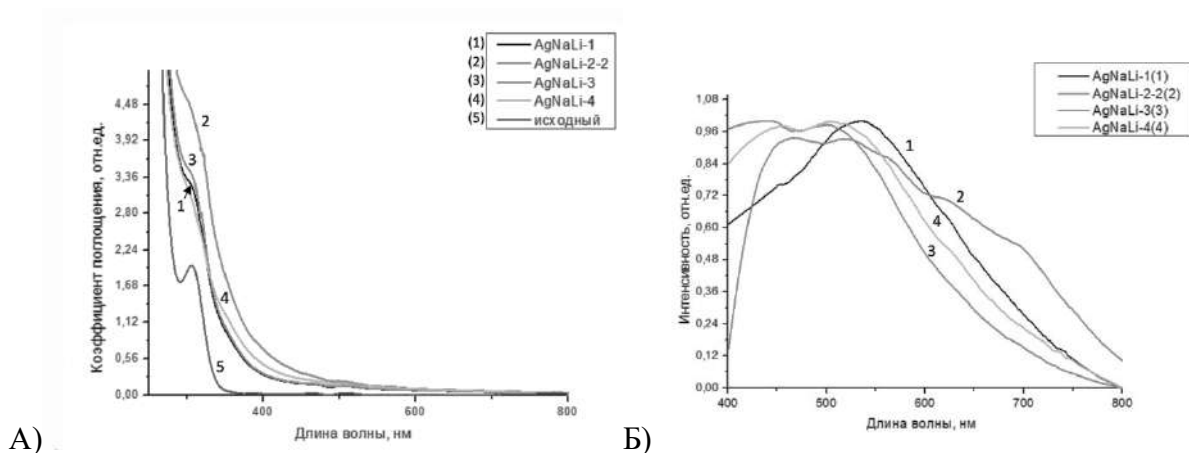


Рис. 4. Спектры поглощения (А) и нормированные спектры люминесценции (Б) ФТР исходного стекла после УФ облучения и термообработки при температуре 300 °С (1 час) стекло

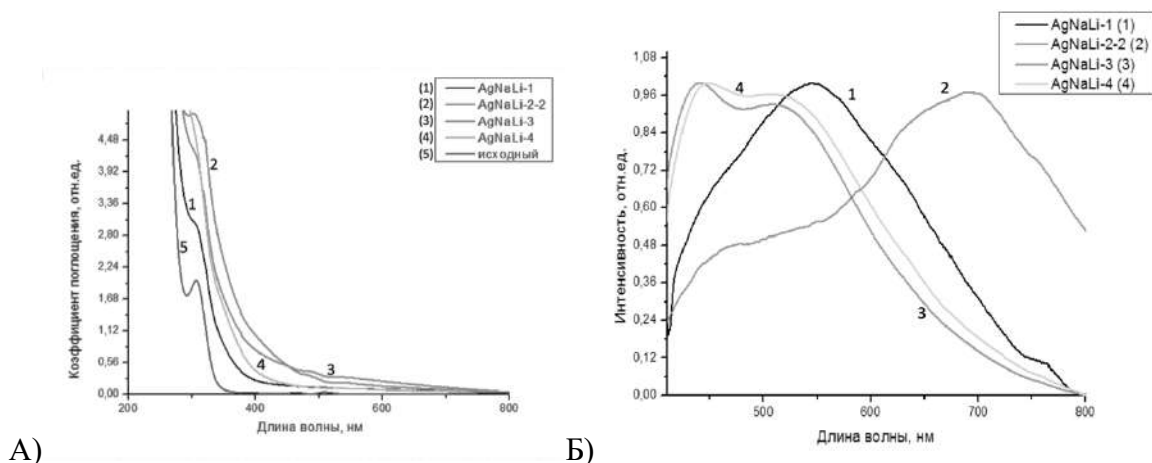


Рис. 5. Спектры поглощения (А) и нормированные спектры люминесценции (Б) ФТР исходного стекла после УФ облучения и термообработки при температуре 350 °С (1 час) стекло

Делая вывод проделанной работе, можно сказать, что в работе были синтезированы ФТР стекла с добавлением лития и максимальным содержанием оксида серебра до 0,19 мол.%.

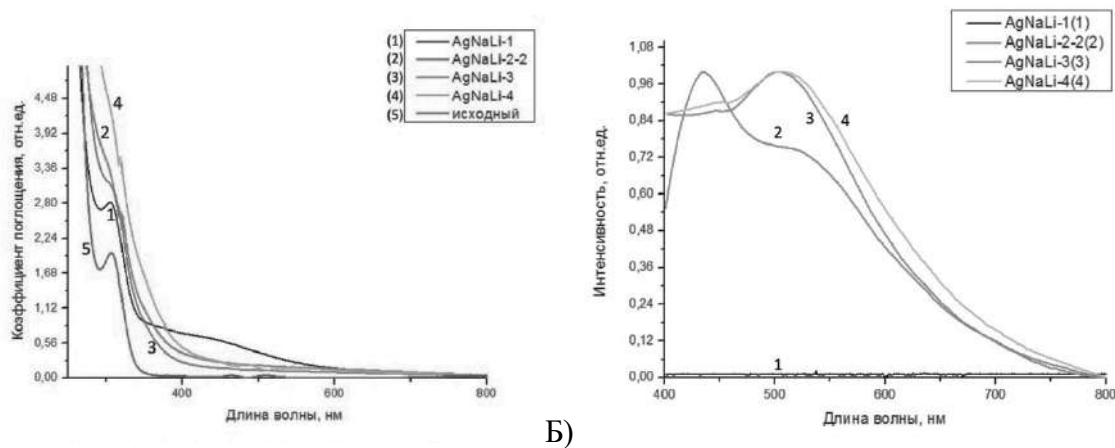


Рис. 6. Спектры поглощения (А) и нормированные спектры люминесценции (Б) ФТР исходного стекла после УФ облучения и термообработки при температуре 400 °С (1 час) стекло

Показано:

1. УФ облучение и последовательная термообработка данных стекол ниже T_g способствует формированию СМК, которые люминесцируют в видимой области.
2. В стеклах, содержащих хлорид натрия в своем составе формирование кластеров типа Ag_n^mCl происходит уже на стадии синтеза.

1. S. Fedrigo, W. Harbich, J. Buttet, *J. Chem. Phys.*, **99**, №2, 5712-5717, (1993). 1993.
2. S. Choi, M. Dickson, J. Yu, *Chem. Soc. Rev.*, **41**, 1867-1891, (2012).
3. V.K. Tikhomirov, V.D. Rodríguez, A. Kuznetsov, *Opt. Exp.*, **18**, №21, 22032-22040, (2010).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЦЕРИЯ

Кульпина Е.В., Бабкина А.Н., Федоров Ю.К., Зырянова К.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе было синтезировано фосфатное стекло, легированное различными концентрациями церия. Измерены спектры поглощения всех образцов. Показано, что максимальные значения постоянной Верде, как и показателя преломления, достигаются при увеличении концентрации церия до 25 мол. %.

Стекло и кристаллы с высоким постоянным значением Верде являются основными элементами вращателей и изоляторов Фарадея, которые широко используются для разработки оптических лазерных систем и устройств специального назначения. Элементная база оптоэлектронных устройств требует разработки стекла с высоким содержанием редкоземельных ионов, обеспечивающим появление эффекта Фарадея. Однако с увеличением содержания оксидов редкоземельных элементов кристаллизующая способность увеличивается, что затрудняет получение оптически однородного стекла с высоким уровнем пропускания.

В наиболее распространенных магнитооптических материалах ион тербия (Tb^{3+}) используется в качестве иона, обладающего магнитоактивными свойствами, который создает большую постоянную Верде в видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра. Это было показано в работах, посвященных как классическим магнитооптическим кристаллам TGG [1,2], TSAG [3,4], TAG [5], так и содержащему тербий магнитооптическому стеклу. В большинстве работ авторы приходят к выводу, что увеличение концентрации тербия, приводит к улучшению магнитооптических характеристик материалов. Однако с увеличением концентрации тербия интенсивность его полос поглощения увеличивается. Основным недостатком стекол, легированных тербием, является низкий коэффициент пропускания в диапазоне длин волн менее 400 нм и более 1400 нм.

Согласно [6–8], по своим магнитооптическим характеристикам оптические материалы, легированные ионами церия, не уступают материалам, легированным ионами тербия. Показано, что постоянная Верде для стекла, легированного церием и тербием, аналогична в спектральной области 500–700 нм, а первая больше последней в области 500–400 нм. Основным преимуществом материалов, легированных церием, является широкая область прозрачности. В работе [9] было показано, что полосы поглощения церия, как трехвалентного, так и четырехвалентного, располагаются в УФ области спектра (300–350 нм). В некоторых случаях край полосы поглощения четырехвалентного церия оказывается в видимой области, что придает стеклу желтоватый оттенок.

В качестве объектов исследования были синтезированы стекла, матрица которых имеет следующий состав: $75 P_2O_5 - (25-x) La_2O_3 - x Ce_2O_3$ (где $x = 5, 10, 15, 20, 25$ мол. % для составов № 1, 2, 3, 4 (6), 5 (7) соответственно). Для синтеза использовали химические реагенты высокой чистоты $La(PO_3)_3$ и $Ce(PO_3)_3$. В результате синтеза в случае использования кварцевых и алюминиевых тиглей получено прозрачное бесцветное стекло, а в случае использования платиновых тиглей - стекло с желтоватым оттенком.

Спектры поглощения регистрировались на двулучевом спектрофотометре Lambda 900 (Perkin Elmer) в диапазоне от 300 нм до 3000 нм. Для проведения спектральных исследований использовались образцы полированного стекла толщиной 1 мм. Показатель преломления (n) образцов был измерен для длины волны 589,3 нм с использованием рефрактометра Аббе с монобромнафталином в качестве контактного

слоя между стеклом и призмой рефрактометра. Точность измерения показателя преломления составляла $\pm 0,0005$.

Для расчета постоянной Верде был измерен угол поворота плоскости поляризации излучения, проходящего через исследуемый образец. С этой целью была собрана стандартная оптическая установка. В качестве источника излучения использовались гелий-неоновый лазер (633 нм), лазер на кристалле Nd:SSO, настроенный на вторую гармонику (457 нм), а также полупроводниковые лазеры с длинами волн 532, 808 и 980 нм. Поляризатор и анализатор скрещены под углом 45 градусов. Магнитное поле с индукцией 177 мТл создавалось системой из 4-х катушек индуктивности.

На рис.1 приведены спектры поглощения исследуемых образцов. Качественно спектры поглощения не меняются при изменении концентрации церия. Стекло имеет высокий уровень пропускания в видимой и ближней инфракрасной областях. Край коротковолнового поглощения для всех исследованных составов стекла находится в области около 380 нм. рис. 2 демонстрирует зависимость постоянной Верде от длины волны падающего излучения. Как мы можем убедиться, с уменьшением длины волны постоянная Верде возрастает, причем наибольших своих значений достигает в образцах с максимальным содержанием редкоземельного иона. Показатель преломления стекла изменялся от 1,5831 до 1,5884 в зависимости от содержания церия.

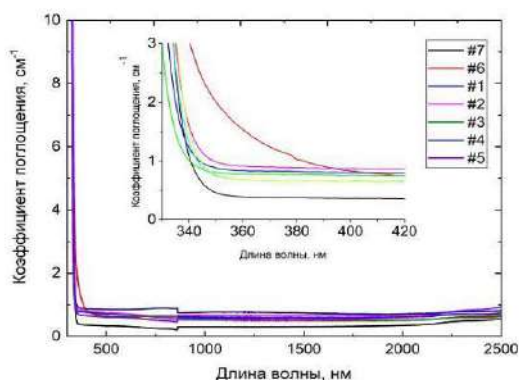


Рис. 1. Спектры поглощения метафосфатных стекол, легированных ионами церия

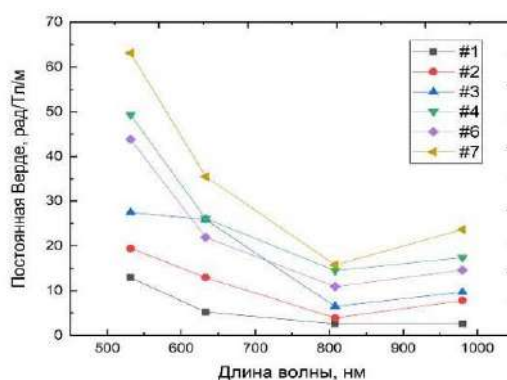


Рис. 2. Зависимость постоянной Верде от длины волны падающего излучения

В качестве заключения хочется отметить, что в ходе проведения работы были синтезированы и экспериментально исследованы с точки зрения применимости в качестве материала для магнитооптических приборов стекла, легированные различными концентрациями церия. Полученная в ходе работы постоянная Верде свидетельствует о том, что синтезированные стекла могут быть использованы в качестве изоляторов Фарадея и датчиков магнитных полей.

1. W Jin et al., *J. Cryst. Growth*, **484**, 17–20, (2018).
2. D.J. Dentz, R.C. Puttbach, R.F. Belt, *Magn. Magn. Mater.*, **954**, №1974, 954–958, (1973).
3. R. Yasuhara et al., *Opt. Express*, **24**, №14, 15486, (2016).
4. Y. Kagamitani et al., *J. Mater. Res.*, **19**, №02, 579–583, (2004).
5. S. Ganschow et al., *Cryst. Res. Technol.*, **34**, № 5. P. 615–619, (1999).
6. C.B. Rubinstein. et al, *J. Appl. Phys.*, **35**, № 8, 2338–2340, (1964).
7. S.B. Berger et al., *Phys. Rev.*, 1964. **133**, № 3A, (1964).
8. C.C. Robinson, R.E. Graf, *Appl. Opt.*, **3**, № 10, 1190–1191, (1964).
9. A. Herrmann et al., *Opt. Mater. Express*, **5**, № 4, 720, (2015).

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ НА ОСНОВЕ СВИНЦОВО-ГАЛОИДНЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Тонкаев П.А., Зограф Г.П., Макаров С.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Теоретически продемонстрирована возможность спектрального сдвига фотолюминесценции одиночной резонансной сферической наночастицы из перовскита MAPbI_3 , определяемого изменением температуры наночастицы вследствие лазерного воздействия.

Нанофотоника занимается исследованием управления светом на наномасштабе. Одной из проблем этой области является создание наноразмерных источников света [1]. Эффективное управление направленностью излучения остаётся сложной задачей. Обычные методы часто требуют сложно реализуемого изготовления, что увеличивает затраты на производство. Среди наиболее часто используемых активных источников света – наночастицы с активными дефектами [2] и излучатели на квантовых точках [3].

Наночастицы из свинцово-галлоидных перовскитов благодаря достаточно высокому показателю преломления способны поддерживать Ми-резонанс в оптической области и ближнем ИК, тем самым усиливая и направляя излучение фотолюминесценции [4]. Так же можно настраивать спектр фотолюминесценции меняя композиционный состав перовскита [5]. Благодаря эффективности фотолюминесценции и сильной экситон-фононой связи в свинцово-галлоидном перовските MAPbI_3 наблюдали лазерное охлаждение, который также влияет на спектральное положение пика фотолюминесценции [6]. Таким образом, изменяя температуру резонансной наночастицы перовскита можно создать перестраиваемый направленный источник света.

При лазерном облучении в прямозонном полупроводнике фотоиндуцированные носители заряда могут рекомбинировать излучательно и безызлучательно. Безызлучательная рекомбинация может происходить на ловушках захвата и с участием трёх частиц – Оже-рекомбинация. Эти процессы способствуют нагреву полупроводника. Излучательная рекомбинация, происходящая при антистоксовой фотолюминесценции, способствует охлаждению материала за счёт излучения кванта с большей энергией. Для определения вклада каждого из этих процессов в рекомбинацию решается кинетическое уравнение в стационарном случае.

Уравнение для фотоиндуцированных электронно-дырочных пар [7] в наночастице, с учётом сечения поглощения σ_{abs} и фактора Парселла F_p при лазерном облучении с частотой ω и интенсивностью I запишется в виде:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\sigma_{abs} I}{V \hbar \omega} - AN - F_p BN^2 - CN^3, \quad (1)$$

где N – концентрация электронно-дырочных пар, V – объём частицы, A , B и C – константы безызлучательной, излучательной и Оже-рекомбинаций, соответственно.

Для определения распределения поглощённой мощности между процессами вводится эффективность охлаждения η_c , показывающая будет ли частица нагреваться или охлаждаться:

$$\eta_c = \frac{P_{lum} - P_{abs}}{P_{abs}} = \frac{F_p BN^2}{AN + F_p BN^2 + CN^3} \frac{\hbar \omega_{PL}}{\hbar \omega} - 1, \quad (2)$$

где ω_{PL} – частота излучаемого света.

Решение уравнения теплопроводности для одиночной сферической частицы в среде с невысокой теплопроводностью даёт следующее равенство для изменения температуры при лазерном облучении:

$$\Delta T = -\eta_c \frac{I\sigma_{abs}}{4\pi\kappa D}, \quad (3)$$

где D – диаметр наночастицы, κ – теплопроводность окружающей среды. Результат расчёта изменения температуры сферической наночастицы в зависимости от диаметра и длины волны поглощаемого света по формуле (3) представлен на рис.1. Значение интенсивности составляет 10^6 Вт/см². При небольших отстройках от длины волны люминесценции частица нагревается, с увеличением длины волны поглощаемого света становится возможным охлаждение. Частица с диаметром 530 нм при накачке лазером с длиной волны 980 нм при заданной интенсивности максимально охлаждается. При дальнейшем увеличении интенсивности температура резонансной наночастицы будет уменьшаться до тех пор, пока Оже-рекомбинация не начнёт доминировать, и охлаждение сменится нагревом. Таким образом изменяя интенсивность лазерного излучения с длиной волны 980 нм можно изменять температуру наночастицы перовскита диаметром 530 нм.

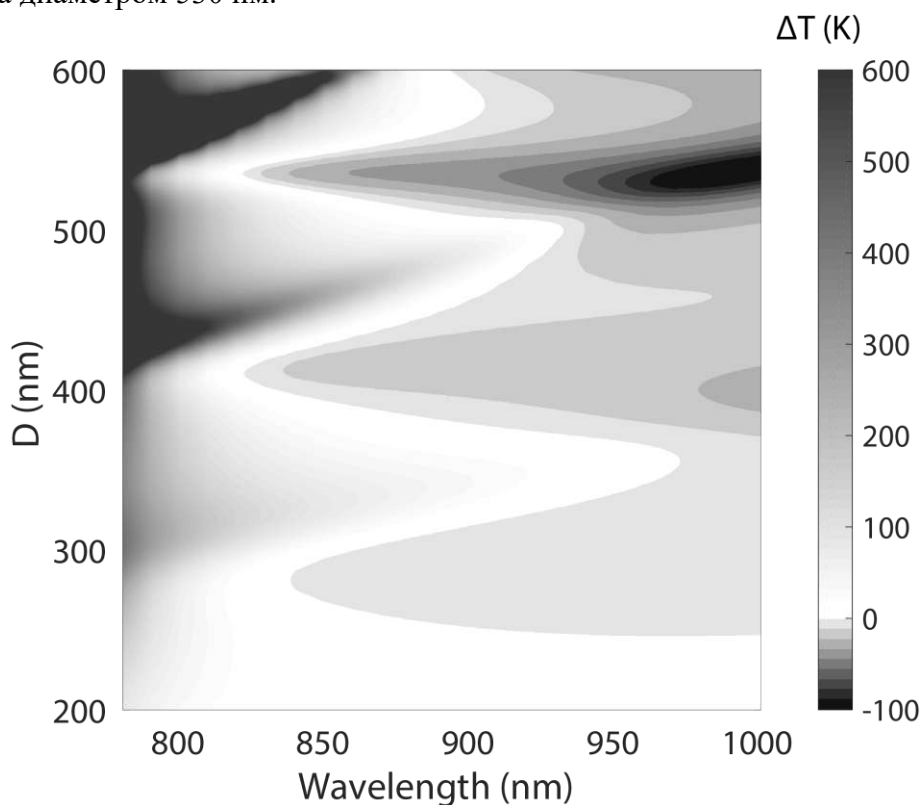


Рис.1. Изменение температуры наночастицы перовскита под действием лазерного излучения с интенсивностью 10^6 Вт/см² в зависимости от длины волны света и размера наночастицы

В работе [6] была показана зависимость спектрального положения максимума фотолюминесценции (рис.2). То есть изменяя температуру наночастицы, можно настраивать её длину волны излучения. В реальных условиях изменение температуры наночастицы будет меньше, так как наночастица лежит на подложке, теплопроводность которой значительно больше воздуха. В этом случае формула (3) становится несколько некорректной. Для расчёта изменения температуры частицы, учитывалось влияние стеклянной подложки, изложенное в работе [7].

Принимая во внимание всё вышесказанное, расчёт спектрального положения максимума фотолюминесценции представлен на рис.3. С ростом интенсивности лазерной накачки сначала наблюдается красный сдвиг, а далее при высоких

интенсивностях сдвиг в синюю область. Длину волны люминесценции можно варьировать в диапазоне 727-781 нм.

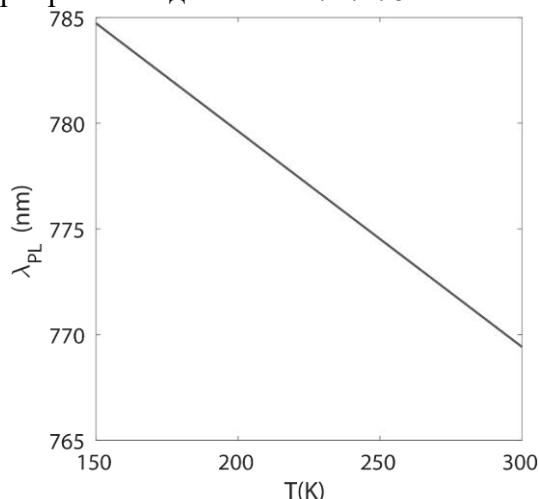


Рис. 2. Зависимость максимума длины волны фотолюминесценции от температуры [6]

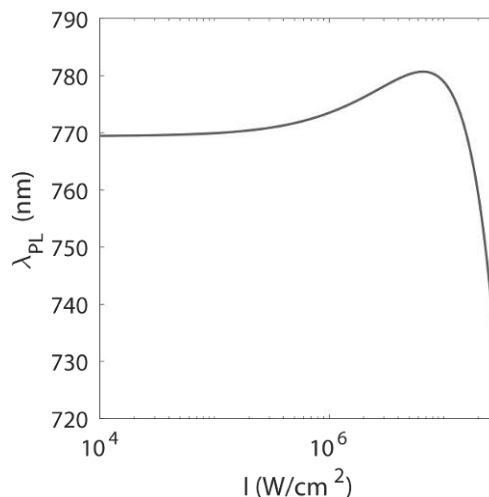


Рис. 3. Изменение длины волны фотолюминесценции резонансной наночастицы перовскита в зависимости от интенсивности лазерного облучения

Таким образом теоретически продемонстрирована возможность настройки спектров фотолюминесценции наночастицы MAPbI_3 при лазерном охлаждении и нагреве при умеренных интенсивностях.

1. M.S. Tame, K.R. McEnery, S.K. Ozdemir, J Lee, S.A. Maier, M.S. Kim, *Nature Physics*, **9**, №6, 329-340, (2013)
2. A.S. Zalogina, R.S. Saveliev, E.V. Ushakova, G.P. Zograf, F.E. Komissarenko, V.A. Milichko, S.V. Makarov, D.A. Zuev, I.V. Shadrivov, *Nanoscale*, **10**, №18, 8721-8727, (2018)
3. A.G. Curto, G. Volpe, T.H. Taminiau, M.P. Kreuzer, R. Quidant, N.F. van Hulst, *Science*, **329**, №5994, 930-933, (2010)
4. E.Y. Tiguntseva, G.P. Zograf, F.E. Komissarenko, D.A. Zuev, A.A. Zakhidov, S.V. Makarov, Y.S. Kivshar, *Nano letters*, **18**, №2, 1185-1190, (2018)
5. B.R. Sutherland, E.H. Sargent, *Nature Photonics*, **10**, №5, 295, (2016)
6. S.T. Ha, C. Shen, J. Zhang, Q. Xiong, *Nature Photonics*, **10**, №2, 115, (2016)
7. M. Sheik-Bahae, R.I. Epstein, *Nature Photonics*, **1**, №12, 693, (2007)
8. G.P. Zograf, M.I. Petrov, D.A. Zuev, P.A. Dmitriev, V.A. Milichko, S.V. Makarov, P.A. Belov, *Nano letters*, **17**, №5, 2945-2952, (2017)

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА ЛИГАНДА НА ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ КОМПЛЕКСОВ АЛЮМИНИЯ С β -ДИКЕТОНАМИ

Козлова Д.А., Миронов Л.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована флуоресценция ряда комплексов алюминия с β -дикетонами. Показано, что изменение лиганда слабо влияет на поглощение комплексов. Обнаружено, что квантовый выход флуоресценции комплексов алюминия с дибензоилметаном и бензоилтрифторацетоном на порядок ниже, чем квантовый выход комплексов с 2-нафтоилтрифторацетоном.

Флуоресцентные наночастицы являются важным классом наноматериалов, применяемых в биологии и медицине. К флуоресцентным наночастицам относят широкий класс объектов: полупроводниковые квантовые точки, углеродные наночастицы, полимерные или кремнеземные наночастицы с примесью флуоресцентных красителей, наночастицы из сопряженных полимеров [1]. Основным преимуществом наночастиц по сравнению с традиционными флуоресцентными молекулами является большая яркость флуоресценции, которая обеспечивается за счет больших коэффициентов молярного поглощения наночастиц. Для наночастиц, содержащих молекулы красителей, это достигается путем концентрации большого количества молекул в наночастицах, что может приводить к возникновению концентрационного тушения флуоресценции. Вместе с тем, существует ряд молекул, которые не склонны к концентрационному тушению флуоресценции. При формировании наночастиц из таких молекул, они выступают одновременно в качестве светоизлучающих центров и матрицы наночастиц. К молекулам такого типа относятся комплексные соединения лантаноидов, которые агрегируют в водном растворе с образованием флуоресцентных наночастиц [2].

В данной работе исследованы флуоресцентные свойства ряда соединений алюминия с β -дикетонами. В качестве лигандов комплексов были использованы 2-нафтоилтрифторацетон (НТА), бензоилтрифторацетон (ВТА) и дибензоилметан (ДВМ). В зависимости от выбора лиганда наблюдается смещение максимума полосы поглощения комплексов от 325 нм до 350 нм, форма спектра поглощения и величина молярного десятичного коэффициента поглощения близки для всех комплексов. При возбуждении растворов комплексов ближним ультрафиолетом наблюдается флуоресценция в области 400–500 нм. Для исследованных лигандов обнаружено значительное различие в квантовых выходах флуоресценции. Комплексы алюминия с ВТА и ДВМ флуоресцируют с малыми выходами, менее 0,01, в то время как квантовый выход флуоресценции комплексов с НТА достигает 0,15. Данная закономерность выполняется как для водных растворов комплексов, так и для растворов в диметилформамиде. Спектры флуоресценции комплексов в водных растворах уширены по сравнению с растворами в диметилформамиде и обладают дополнительными полосами флуоресценции, что связано с агрегацией комплексов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-01044.

1. O.S. Wolfbeis, *Chem. Soc. Rev.*, **44**, 4743-4768, (2015).
2. V.L. Ermolaev, E.B. Sveshnikova, *Russ. Chem. Rev.*, **81**, 769-789, (2012).

ИЗМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА ПРИ ЙОДИДНОЙ ПАССИВАЦИИ ИХ ПОВЕРХНОСТИ

Скурлов И. Д., Пономарёва Е. А., Цыпкин А. Н., Путилин С. Э.,
Литвин А. П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Получены значения нелинейного показателя преломления (НПП) тонких плёнок квантовых точек (КТ) сульфида свинца. Нелинейные параметры получены в режиме резонансного возбуждения при отсутствии вклада термической нелинейности. НПП получены для КТ диаметром 3 нм, 4 нм, 5 нм. Качественно оценено влияние замены лигандной оболочки КТ на нелинейный показатель преломления.

Одной из стратегий создания эффективных нелинейно-оптических материалов на основе полупроводников является использование, в т. ч. квантово-размерных структур – например квантовых ям или квантовых точек (КТ). В квантовых точках оптические переходы сконцентрированы в узких интервалах энергии, что может приводить к увеличению нелинейных откликов [1]. Ранее преимущественно проводились лишь исследования нелинейных свойств изолированных КТ сульфида свинца в коллоидных растворах [2], хотя такие данные и позволяют углубить понимание физики малоразмерных объектов, они малоприменимы для практических приложений, для которых требуются твердотельные или стекловидные объекты. В данной работе предлагается исследование тонких плёнок КТ сульфида свинца, полученных методом вращения, что позволяет оценить потенциал применения данного материала для использования в оптоэлектронных устройствах.

Квантовые точки синтезированы методом горячей инъекции согласно [3]. Полученные коллоидные растворы были охарактеризованы методами абсорбционной и люминесцентной спектроскопии. Размер КТ был определён исходя из положения первого экситонного максимума поглощения согласно формуле

$$d(\lambda) = 7.2 \cdot 10^{-10} \cdot \lambda^3 - 1.7 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda^2 + 5.7 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda - 0.9.$$

Ввиду высокого соотношения площади поверхности КТ к объёму, их свойства во многом определяются свойствами их поверхности. Наиболее распространённым способом изменения свойств квантовых точек является манипуляция их поверхностными лигандами, стабилизирующими их в коллоидных растворах, а также препятствующих агрегации. Присутствующие после синтеза нативные лиганды олеиновой кислоты являются непроводящими, а также обладают сравнительно большой длиной, что препятствует практическому применению КТ с такими лигандами. Увеличение плотности упаковки, необходимое для увеличения нелинейного отклика достигается уменьшением размера поверхностного лиганда, что также приводит к более эффективной пассивации поверхности КТ, что в том числе приводит к увеличению срока хранения/службы КТ. Одной из эффективных стратегий пассивации поверхности КТ является использование йодсодержащих соединений.

В данной работе оценивается влияние йодидной пассивации поверхности КТ на величину нелинейного показателя преломления тонких плёнок квантовых точек. Предполагается использование как замены оболочки в коллоидном растворе, так и твердофазной пассивации (замены после нанесения плёнки). Используются следующие варианты обработки КТ:

- 1) Коллоидная замена на оболочку из йодида свинца (PbI) [4];
- 2) Коллоидная замена на оболочку из йодида метиламмония (MAI) [5];
- 3) Твердофазная замена на оболочку из йодида тетрабутиламмония (TBAI).

Тонкие плёнки КТ нанесены методом вращения (spin-casting) при скорости 2000 об/мин. В качестве опорного образца использовалась тонкая плёнка из КТ PbS с оболочкой из лиганд олеиновой кислоты.

Измерение нелинейного показателя преломления проводилось методом Z-сканирования [6], для анализа чисто электронного вклада в НПП в качестве источника возбуждения использовался лазер длиной волны 800 нм, длиной импульса ~30 нс и частотой следования импульсов 1 Гц, использование низких частот повторения позволяет минимизировать вклад термической нелинейности вплоть до пренебрежимо малых значений [7], [8].

В качестве результатов представлены значения нелинейного показателя преломления тонких плёнок квантовых точек сульфида свинца в зависимости от следующих параметров:

- размер используемых квантовых точек;
- тип лигандной оболочки используемых квантовых точек
 - нативные лиганды олеиновой кислоты
 - йодидная оболочка, полученная при коллоидной замене (PbI, MAI);
 - йодидная оболочка, полученная при твердофазной замене (TBAl)

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 18-32-00027.

1. F.W. Wise, *Acc. Chem. Res.*, **33**, №11, 773–780, (2000).
2. D. Wawrzynczyk, J. Szeremeta, M. Samoc, and M. Nyk, *J. Phys. Chem. C*, **120**, №38, 21939–21945, (2016).
3. E.V. Ushakova *et al.*, *ACS Nano*, **6**, №10, 8913–8921, (2012).
4. H. Lu, J. Joy, R.L. Gaspar, S.E. Bradforth, and R.L. Brutchey, *Chem. Mater.*, **28**, №6, 1897–1906, (2016).
5. X. Lan *et al.*, *Nano Lett.*, **16**, №7, 4630–4634, (2016).
6. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.-H. Wei, D.J. Hagan, and E.W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, №4, 760–769, (1990).
7. M. Falconieri, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, **1**, №6, 662–667, (1999).
8. E.A. Ponomareva, I.D. Skurlov, S.E. Putilin, A.N. Tsyarkin, and A.P. Litvin, *Opt. Spectrosc.*, **125**, №6, 1003–1005, (2018).

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ОКИСИ ХРОМА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА БОРАТНОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ

Агафонова Д.А., Бабкина А.Н., Зырянова К.С., Нурыев Р.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе показано, что в щелочноалюмоборатной наностеклокерамике ионы Cr^{3+} входят в состав фазы $\text{LiAl}_7\text{B}_4\text{O}_{17}$. При увеличении содержания хрома в составе стекла от 0,05 до 0,2 вес% происходит уменьшение квантового выхода и времени жизни красной люминесценции.

В работе было синтезировано щелочноалюмоборатное стекло состава 12,5 Li_2O -12,5 K_2O -25 Al_2O_3 -50 B_2O_3 (мол. %), легированное разным содержанием Cr_2O_3 . При облучении полученного стекла излучением из диапазона 550-600 нм стекло демонстрирует малоинтенсивную широкую люминесценцию в области 750-850 нм с временем жизни порядка 1 мс. В ходе проведения изотермической обработки (ТО) исходного стекла происходит формирование наностеклокерамики на его основе с выделением в матрице нанокристаллической фазы состава $\text{LiAl}_7\text{B}_4\text{O}_{17}:\text{Cr}^{3+}$. При облучении излучением с длиной волны 532 нм стеклокерамика демонстрирует люминесценцию, состоящую из трех полос, расположенных в области 685, 700 и 715 нм (рис. 1). При увеличении содержания окиси хрома в материале интенсивность полос люминесценции увеличивается, что связано с увеличением уровня поглощения на длине волны возбуждения. При проведении исследований таких параметров люминесценции, как абсолютный квантовый выход люминесценции для концентраций хрома в материале от 0,05 до 0,15 вес% наблюдается классическое явление концентрационного тушения (рис. 2). Однако для маленьких концентраций (от 0,01 до 0,05 вес%) эта зависимость нарушается. Предположительно, это связано с тем, что при маленьких концентрациях большая доля ионов хрома остается в стекле. Вследствие чего вклад низкоинтенсивной люминесценции ионов хрома, находящихся в аморфном окружении, вносит большой вклад в общую люминесценцию и сильно влияет на ее параметры. При вхождении ионов хрома в кристаллическое окружение они проявляют интенсивную красную люминесценцию с большими временами жизни и квантовым выходом. Из этого можно сделать вывод, что при содержании окиси хрома 0,05 вес% достигается максимальная доля ионов хрома, вошедших в состав нанокристаллов.

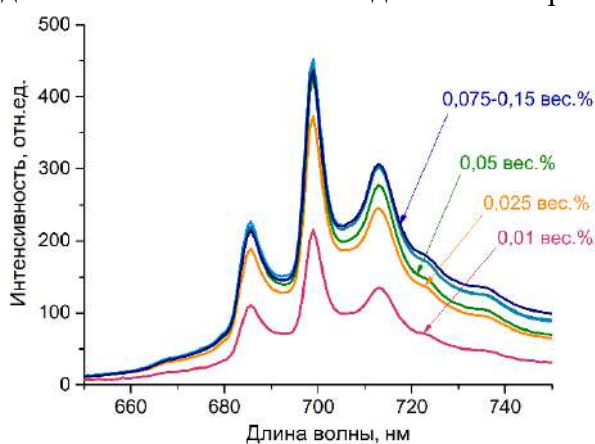


Рис. 1. Спектры люминесценции стеклокерамики с разным содержанием Cr_2O_3

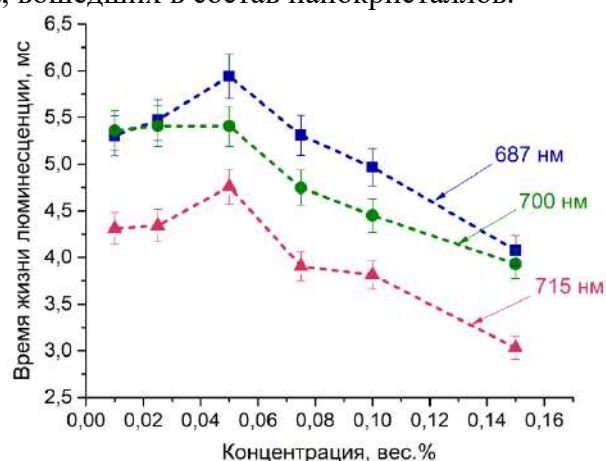


Рис. 2. Время жизни люминесценции для разных длин волн в зависимости от содержания Cr_2O_3 в стеклокерамике

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-00780.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ Н-ПАРАМЕТРА ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ВОЛОКНА

Мухтубаев А., Болотов Д.К., Шулёпов В.А., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены практические аспекты эксплуатации волоконно-оптических контуров Саньяка в условиях изменения относительного давления. Получены результаты влияния изменения относительного давления на величину Н-параметра для свободно уложенного отрезка двулучепреломляющего волокна ESC-4, бескаркасного контура и малогабаритного контура.

В наши дни наблюдается широкое распространение волоконно-оптических гироскопов (ВОГ), вызванное их активным развитием и совершенствованием. К ВОГ, которые используются в аэрокосмической и кораблестроительной областях, выдвигаются более жёсткие эксплуатационные требования. Так, например, изменение атмосферного давления может непредсказуемым образом повлиять на точностные характеристики ВОГ. Поскольку изменение величины Н-параметра волоконного контура Саньяка (чувствительный элемент ВОГ) может привести к фазовой ошибке в сигнале гироскопа, необходимым является исследование влияния изменения относительного давления на двулучепреломляющее (ДЛП) волокно и на всю конструкцию контура ВОГ в целом.

Для исследования влияния изменения относительного давления на величину Н-параметра волоконно-оптического контура ВОГ был создан экспериментальный стенд (рис.1). Экспериментальный стенд позволяет проводить исследовательские работы как в области повышенного давления, так и в области пониженного давления.

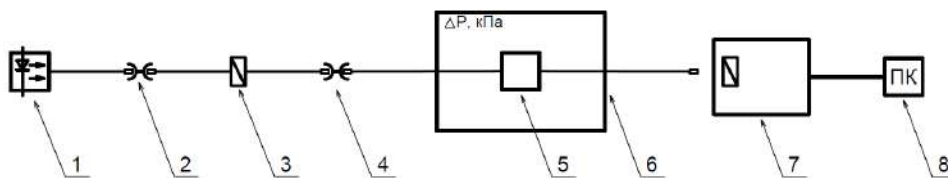


Рис.1. Экспериментальный стенд для исследования влияния изменения относительного давления на величину Н-параметра: 1 – широкополосный источник оптического излучения; 2, 4 – оптическая розетка; 3 – волоконно-оптический поляризатор; 5 – исследуемый образец; 6 – барокамера; 7 – поляризационный интерферометр Майкельсона; 8 – персональный компьютер

Исследуемый образец №1 – это отрезок ДЛП оптического волокна с вторичной напрягающей оболочкой ESC-4 длиной 10 м, свернутый в свободно лежащую смотку диаметром 180 мм. Исследуемый образец №2 – это опытный образец бескаркасного волоконного контура ВОГ диаметром 180 мм, изготовленным из ДЛП волокна типа ESC-4 длиной около 640 м. Использовались специальный квадрупольный тип намотки и пропитка компаундом RTV655. Исследуемый образец №3 – это опытный образец малогабаритного контура ВОГ диаметром 80 мм, изготовленным из ДЛП волокна типа ESC-4 длиной около 700 м. Использовались специальный квадрупольный тип намотки и пропитка компаундом RTV655.

Для исследования влияния относительного давления на величину Н-параметра ДЛП волокна, использовалась методика, основанная на применении широкополосной интерферометрии [1-4]. Линейно-поляризованное излучение от источника ThorLabs S5FC1005SXL с центральной длиной волны 1560 нм и полушириной спектра 45 нм вводилось в исследуемый образец в одну из поляризационных осей. Анализатор на входе в интерферометр сориентирован к поляризационным осям образца под углом 45°.

При сканировании исследуемого образца смещением зеркала интерферометра на интерферограмме возникали интерференционные пики. По полученной интерферограмме, зная средний уровень интерференционной картины, определялась величина Н-параметра по формуле (1) [4]:

$$H = \frac{V_c^2}{L_d}, \quad (1)$$

где V_c – видность интерференционной картины; L_d – длина деполяризации исследуемого образца.

Значение длины деполяризации ДЛП волокна определялась как

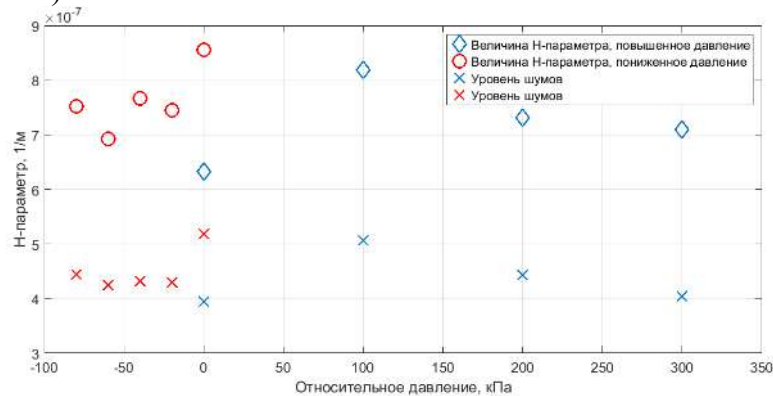
$$L_d = \frac{\lambda \cdot B}{\Delta\lambda}, \quad (2)$$

где λ – центральная длина волны источника оптического излучения (1560 нм); $\Delta\lambda$ – ширина спектра источника оптического излучения (45 нм); B – длина биений ДЛП волокна (2,6 мм).

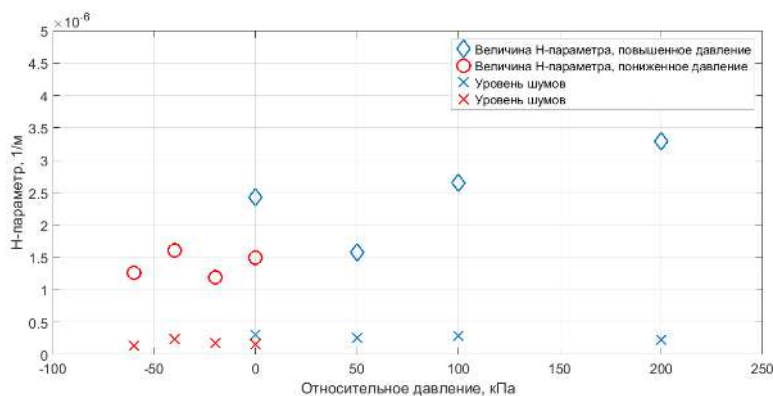
Для свободно уложенного ДЛП волокна ESC-4 (образец №1) изменение относительного давления происходило в два этапа: 1 – от относительного давления при нормальных условиях (н.у.) 0 кПа до +300 кПа с шагом 100 кПа; 2 – от относительного давления при н.у. 0 кПа до –80 кПа с шагом 20 кПа.

Для бескаркасного контура ВОГ (образец №2) и малогабаритного контура ВОГ (образец 3) изменение относительного давления происходило в два этапа: 1 – от относительного давления при н.у. 0 кПа до –60 кПа с шагом 20 кПа; 2 – от относительного давления при н.у. 0 кПа до +200 кПа с шагом 50 кПа.

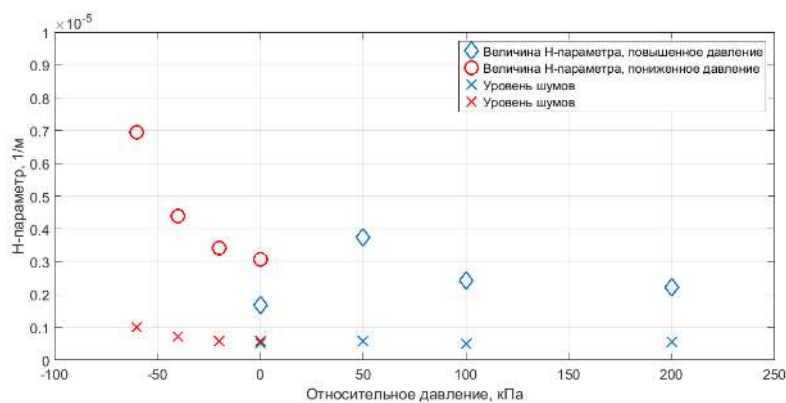
Ниже представлены полученные в ходе работы результаты исследования влияния изменения относительного давления на величину Н-параметра свободно уложенного ДЛП волокна ESC-4 (рис.2), бескаркасного контура ВОГ (рис.3) и малогабаритного контура ВОГ (рис.4).



a)



б)



б)

Рис.2. Зависимость N-параметра от изменения относительного давления: а) свободно уложенного ДПП волокна ESC-4; б) бескаркасного контура ВОГ; в) малогабаритного контура ВОГ

Из полученных результатов видно, что при изменении относительного давления в диапазоне от -80 кПа до $+300$ кПа изменение величины N-параметра для свободно уложенного волокна ESC-4 незначительно (рис.2а). Для бескаркасного контура изменение величины N-параметра в диапазоне от -60 кПа до 0 кПа незначительное, но при изменении относительного давления в диапазоне от 0 кПа до $+200$ кПа наблюдается рост величины N-параметра от $2,43 \cdot 10^{-6}$ 1/м до $3,29 \cdot 10^{-6}$ 1/м (рис.2б). Для малогабаритного контура изменение величины N-параметра в диапазоне от 0 кПа до $+200$ кПа незначительное, но при изменении относительного давления в диапазоне от -60 кПа до 0 кПа наблюдается равномерный рост величины N-параметра от $3,01 \cdot 10^{-6}$ 1/м до $6,95 \cdot 10^{-6}$ 1/м (рис.2в).

Из полученных результатов можно сделать вывод, что в контуре ВОГ на изменение N-параметра при изменении относительного давления влияют конструктивные особенности контура (дефекты): качество намотки оптического волокна, равномерность пропитки слоев компаундом, отсутствие воздушных полостей. Поэтому уменьшение количества подобных дефектов при изготовлении контуров позволит уменьшить влияние изменения относительного давления, что не приведет к возникновению фазовых ошибок в сигнале ВОГ.

1. С.М. Аксарин, В.Е. Стригалева, Методика и аппарат исследования локальных преобразований в оптических волокнах с двулучепреломлением, *Сборник тезисов докладов конгресса молодых ученых. СПб*, **2**, 44–45, (2012).

2. P. Martin, G. Le Boudec, H.C. Lefevre, Test apparatus of distributed polarization coupling in fiber gyro coils using white light interferometry, *Proceedings of SPIE*, **1585**, 173–179, (1992).

3. Zhihong Li, X. Steve Yao, Xiaojun Chen, Hongxin Chen, Zhuo Meng, Tiegeng Liu, Complete characterization of polarization-maintaining fibers using distributed polarization analysis, *Journal of Lightwave Technology*, **33**, №2, 372–380, (2015).

4. С.М. Аксарин, Исследование поляризационных методов и технологий согласования волоконно-оптических и интегрально-оптических волноводов: дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб., 116 с, (2012).

КОЭФФИЦИЕНТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ Ce^{3+} В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$

Марисов М.А., Шавельев А.А., Низамутдинов А.С., Шакиров А.А.,
Семашко В.В., Мадиров Э.И., Кораблева С.Л.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

Лазерное излучение в ультрафиолетовом диапазоне спектра нашло свое применение во многих областях, таких как: дистанционное зондирование атмосферы в системах LIDAR, медицина, обработка различных материалов и во многих других промышленных отраслях. Одной из наиболее перспективных активных сред для генерации в этом диапазоне, является фторидный кристалл со структурой кольквириита LiCaAlF_6 (LiCAF), активированный ионами Ce^{3+} [1-3]. Эти кристаллы имеют широкую запрещенную зону, что обеспечивает выгодную локализацию энергетических состояний для усиления излучения УФ и ВУФ областях спектра, а также эта активная среда позволяет добиться усиления фемтосекундных импульсов благодаря значительному колебательному уширению 5d-4f переходов.

Но есть существенный недостаток этого соединения, а именно низкая изоморфная емкость, сопровождающаяся многоцентровым характером замещения катионов матрицы ионами Ce^{3+} , что, к сожалению, приводит к возникновению дефектов при попытке получить более высококонцентрированные образцы. При этом известно, что, варьируя химический состав, а именно набор катионов кристаллической решетки, можно добиться значительного улучшения оптического качества кристалла за счет увеличения изоморфной емкости твердого раствора.

Целью настоящей работы является исследование коэффициента распределения ионов Ce^{3+} в кристаллах смешанной структуры $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$, и определение оптимального химического состава, а именно соотношения Ca/Sr, методами оптической спектроскопии. Результаты исследования продольного (аксиального) и радиального распределений ионов Ce^{3+} показали значительный градиент с увеличением количества примеси в области окончания кристаллизации. Важным новым выводом является то, что с увеличением концентрации ионов Ce^{3+} увеличивается количество центров с люминесценцией в более коротковолновой области.

Работы выполнены за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету в рамках Государственного задания на научные исследования (Проекты № 3.1156.2017/4.6 и 3.5835.2017/6.7), выращивание кристаллов и разработка лазера осуществлены с использованием средств гранта РФФИ (проект 18-32-00936).

1. A.S. Nizamutdinov, V.V. Semashko et.al. *Physics of the Solid State*, **50**, 1648-1651 (2008)
2. M.H. Pham et.al. *Japanese Journal of Applied Physics*, **53**, 062701 (2014)
3. V.A. Fromzel, C.R. Prasad et.al. *Advances in Optical and Photonic Devices*, 101–116 (2010)

СПОНТАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ФОТОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ВО ФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6:\text{Ce}^{3+}$

Шавельев А.А., Низамутдинов А.С., Шакиров А.А., Мадиров Э.И.,
Рахимов Н.Ф., Семашко В.В.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Фторидные кристаллы имеют ряд преимуществ: узкий фонный спектр и широкая запрещенная зона, и, будучи активированными различными ионами, являются эффективными активными средами твердотельных лазеров различных типов [1]. Например, перспективная активная среда, $\text{LiCaAlF}_6:\text{Ce}^{3+}$, применяется в самых различных отраслях: медицина при борьбе с кожными заболеваниями витилиго и псориаз, экологии – в системах зондирования LIDAR, обработка материалов и так далее. Проблемой данных соединений является низкая изоморфная емкость по отношению к РЗИ, что, к сожалению, приводит к возникновению дефектов при попытке получить кристаллы более высокой концентрации. Но известно, что варьируя набор катионов кристаллической решетки, можно значительно повысить изоморфную емкость.

В результате экспериментов накачка-зондирование с твердыми растворами $\text{LiCa}_x\text{Sr}_{1-x}\text{AlF}_6$, активированными ионами Ce^{3+} , в условиях лазерной накачки было отмечено поглощение зондирующего излучения на длине волны потенциальной лазерной генерации. По всей видимости, это связано с влиянием центров окраски, характерных для активных сред УФ диапазона, и образующихся в результате захвата дефектами кристаллической решетки электронов, появившихся в зоне проводимости в результате поглощения из возбужденного состояния [2-3].

Данная работа посвящена исследованию уровня потерь на усиленную спонтанную люминесценцию, вкладу фотодинамических процессов в характеристики усиления. Будут обсуждаться Pump-Probe эксперименты в УФ области спектра с приведением данных о характеристиках оптического усиления и влияния фотодинамических процессов, а также продемонстрированы потери на спонтанную люминесценцию.

Работы выполнены за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету в рамках Государственного задания на научные исследования (Проекты № 3.1156.2017/4.6 и 3.5835.2017/6.7), выращивание кристаллов и разработка лазера осуществлены с использованием средств гранта РФФИ (проект 18-32-00936).

1. A.S. Nizamutdinov et.al. *Physics of the Solid State*, **50**, 1648-1651 (2008)
2. В.В. Семашко, *Физика твердого тела*, **47**, 1450-1454 (2005)
2. S. Neicheva et al. *Thermoluminescence and color center peculiarities of Ce doped LiCaAlF_6 and LiSrAlF_6 crystals* // *phys. Stat. Sol.*, **2**, 531-534 (2005)

ОСОБЕННОСТИ НЕСТЕХИОМЕТРИИ КРИСТАЛЛОВ КТР, ЧИСТЫХ И ЛЕГИРОВАННЫХ Rb И KF

Чучина В.А., Губаль А.Р., Ганеев А.А., Глумов О.В., Якобсон В.Э.*

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Разработан новый метод контроля состава диэлектрических монокристаллов на основе масс-спектрометрии тлеющего разряда. Изучено изменение состава кристаллов вдоль направлений роста. Показана взаимосвязь электрохимических и электрооптических свойств с распределением основных и примесных компонентов в кристалле.

В течение длительного времени кристаллы титанилфосфата калия (КТР) и семейство твердых растворов на его основе привлекают внимание исследователей своими уникальными физическими свойствами. Кристаллы КТР обладают высокими нелинейно-оптическими характеристиками при низком оптическом поглощении в ближней инфракрасной и видимой областях спектра, аномально высокой электропроводностью ионов K^+ в каналах структуры. Важной особенностью КТР является возможность лёгкого легирования различными примесями для изменения их оптических и электрофизических характеристик.

Свойства КТР в значительной степени зависят от нестехиометрии, возникающей в кристалле в процессе роста и зависящей от условий выращивания и, в частности, легирующего иона. Именно поэтому количественная информация о нестехиометрии в кристалле необходима для целенаправленного синтеза КТР и твердых растворов на его основе с заданными характеристиками. В частности, легирование рубидием приводит к уменьшению количества кислородных вакансий в монокристалле. Однако неравномерное распределение основных и примесных компонентов по мере роста кристалла приводит к ухудшению оптической однородности и нелинейно-оптических свойств [1]. Это обуславливает необходимость разработки методов для прямого анализа состава монокристаллов, построения взаимосвязи между особенностями роста кристаллов, их составом и физическими свойствами.

В виду сложности прямого анализа диэлектрических монокристаллов нами была разработана методика на основе времяпролетной масс-спектрометрии с импульсным тлеющим разрядом, позволяющая проводить их прямой элементный анализ. Данный подход исключает измельчение или растворение кристалла перед анализом. Более того, на базе метода был разработан подход к прямому анализу трудноионизируемых элементов, таких как фтор и кислород, в Ar и Ne с использованием механизма ударной электронной ионизации. Метод позволяет достигнуть достаточно низких пределов обнаружения для O и F: в Ar – 0,001 [2] и 0,01 [3] масс.%; в Ne – 0,0005 и 0,0002 масс.% [4], соответственно. Преимущества разработанного подхода включают высокую чувствительность и точность, простую пробоподготовку и низкие матричные эффекты.

Данная методика была применена при исследовании взаимосвязи роста монокристаллов с концентрациями основных и примесных компонентов на примере чистых и легированных фторидом калия и рубидием монокристаллов КТР, выращенных с использованием модифицированного метода Чохральского. В данной работе были исследованы концентрационные ряды кристаллов KRTP (0.2-25 мол. % Rb по K по шихте), КТР:KF (0-1.24 масс.% F по шихте), чистых кристаллов КТР, выращенных из разных растворителей ($K_3PO_4:KPO_3=1.5:1$, $K_4P_2O_7=K_3PO_4:KPO_3$), а также кристаллы, выращенные в разных скоростных режимах (быстрый, в течение 2,5 недель и медленный, в течение 5 недель). Проведено комплексное исследование по определению содержания основных и легирующих компонентов в кристаллах типа КТР и их распределение по сечению для кристаллов, полученных в разных условиях

(температура, скорость выращивания, растворитель). Измерения были заверены референтными методами (СЭМ ЭДС, ИСП ОЭС/ИСП МС).

Наибольшие концентрационные различия наблюдались вдоль оси роста кристалла и в разных гранях роста, таких как (011) и (201); (201) и (100). Так, различие в гранях роста (201) и (100) наблюдается в виду различных механизмов роста [5].

Полученные данные свидетельствуют о наличии существенных неоднородностей в материале в направлении кристаллографических осей (зонарная) и различиях в коэффициентах распределения основных и примесных компонентов между гранями роста (секторальная), а также между кристаллами, выращенными с разной скоростью. Обнаружено, что разница в нестехиометрии по калию и кислороду обусловлена в первую очередь условиями выращивания кристалла. Были определены коэффициенты вхождения и распределения основных и легирующих примесей (фтора, рубидия) по сечению кристалла КТР.

С помощью импедансной спектроскопии была измерена электропроводность вдоль сечения и в объёме пирамид роста различных граней кристалла, а также в зависимости от концентрации легирующей примеси в шихте [6]. Эти данные подтверждают выводы, полученные с помощью масс-спектрометрии импульсного тлеющего разряда.

Использование такого универсального и высокочувствительного метода исследования состава позволяет оперативно контролировать состав диэлектрических кристаллов и устанавливать корреляции между условиями их роста (температура, состав растворителя, скорость роста и т. д.) и структурой, а также электрическими и оптическими характеристиками.

Исследование проведено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-73-20089).

1. M. Tseitlin, E. Mojaev, M. Roth, *Journal of Crystal Growth*, **310**, 1929–1933, (2008).

2. A. Gubal, A. Ganeev, V. Bodnar, N. Solovyev, Y. Lyalkin, O. Glumov, V. Yakobson, *Vacuum*, **153**, 248–253, (2018).

3. V. Bodnar, A. Ganeev, A. Gubal, N. Solovyev, O. Glumov, V. Yakobson, I. Murin., *Spectrochimica Acta Part B*, **145**, 20–28, (2018).

4. A. Ganeev, A. Gubal, V. Chuchina, Y. Lyalkin, O. Glumov, V. Yakobson, N. Solovyev, *Journal of Analytical Atomic Spectrometry (JAAS)*, **34**, 588-597, (2019).

5. В.Э. Якобсон, В.Н. Войцеховский, *Кристаллография*, **54**, №4, 719-726, (2009).

6. O.V. Glumov, V.A. Bodnar, N.A. Mel'nikova, V.E. Yakobson, I.V. Murin, *Russian Journal of Electrochemistry*, **53**, № 8, 846–851, (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ХРОМСОДЕРЖАЩЕЙ БОРАТНОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ

Зырянова К.С., Бабкина А.Н., Агафонова Д.А., Нурьев Р.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе продемонстрировано, что при увеличении температуры термообработки при синтезе боратной наностеклокерамики средний размер выделяемых кристаллов $\text{LiAl}_7\text{V}_4\text{O}_{17}:\text{Cr}^{3+}$ увеличивается от 14 до 30 нм. При этом квантовый выход люминесценции Cr^{3+} увеличивается от 13 до 49%.

В работе синтезировано щелочноалюмоборатное стекло с матрицей состава 12,5 Li_2O -12,5 K_2O -25 Al_2O_3 -50 B_2O_3 (мол. %), активированное 0,075 % Cr_2O_3 сверх 100%. В ходе проведения двухстадийной изотермической обработки (ТО) исходного стекла происходит формирование щелочноалюмоборатной наностеклокерамики с выделением в матрице нанокристаллической фазы состава $\text{LiAl}_7\text{V}_4\text{O}_{17}:\text{Cr}^{3+}$. Режим первой стадии обработки: 450°C, 10 часов – призван сформировать в матрице стекла множество зародышей кристаллической фазы. В ходе второй стадии термообработки происходит рост кристаллов и увеличение их среднего размера. Для подтверждения этого были проведены исследования люминесцентных свойств полученных стеклокерамик. При возбуждении излучением с длиной волны 532 нм стеклокерамика демонстрирует люминесценцию, состоящую из трех полос, расположенных в области 685, 700 и 715 нм. Для каждой из этих полос был измерено время жизни и квантовый выход люминесценции при изменении либо температуры, либо длительности второй стадии термообработки. Результаты исследований представлены на рис. 1 и 2. Совместно с этим были проведены исследования методом дифракции рентгеновских лучей и определены средние размеры выделенных нанокристаллов.

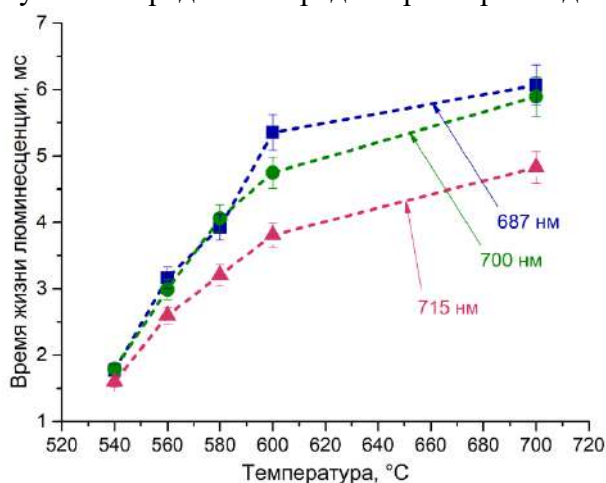


Рис. 1. Зависимость времени жизни для разных полос люминесценции от температуры вторичной ТО ($t=1$ час)

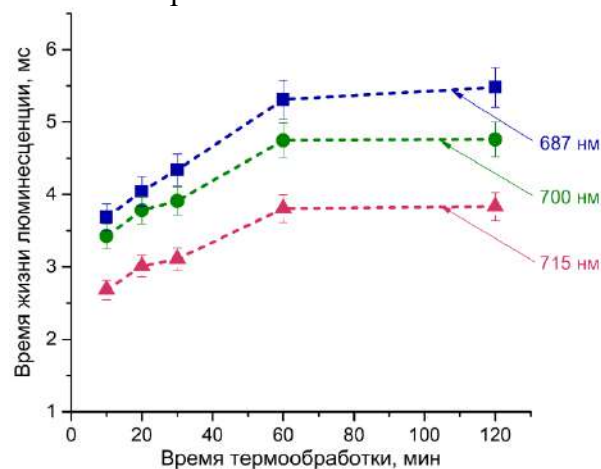


Рис. 2. Зависимость времени жизни для разных полос люминесценции от длительности вторичной ТО ($T=600^\circ\text{C}$)

В результате исследований получено, что при увеличении температуры термообработки средний размер кристаллов $\text{LiAl}_7\text{V}_4\text{O}_{17}$ увеличивается от 14 до 30 нм. При этом увеличивается квантовый выход люминесценции от 13 до 49%, а время жизни от 1,5 до 6 мс. Увеличение длительности термообработки более 1 часа оказывает незначительное влияние на характеристики люминесценции и параметры кристаллической фазы, выделенной в стеклокерамике.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-00780.

РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДАТЧИКОВ ИСКРЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Плешанов И.М.* , Сидоров А.И.** , Агафонова Д.С.**

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены схемы позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры. Определена чувствительность датчика, которая позволяет использовать его для детектирования искры. Произведен расчет и оптимизация оптической системы датчика в программном расширении Zemax opticstudio 17.

В промышленности, угледобывающих и нефтедобывающих отраслях, технике, на транспорте существует большая потребность в датчиках аварийных ситуаций. Одной из причин возникновения аварий может быть искрение электропроводки, электрических контактов, появления искр в результате трения, короткое замыкание. Это может приводить к выходу из строя оборудования и появлению взрывоопасных ситуаций. Поэтому разработка оптоволоконных позиционно-чувствительных датчиков искрения является актуальной.

В основном, спектр излучения электрической искры находится в ультрафиолетовой области. Для использования в датчике дешевых кремниевых светодиодов возникает потребность преобразования излучения искры в видимую область спектра. С помощью люминесцентного оптического материала [1,2] появляется возможность преобразования ультрафиолетового излучения искры в излучение видимой области спектра.

Была разработана принципиальная схема позиционного датчика искры, которая позволяет преобразовать ультрафиолетовое излучение искры в видимую область спектра и определять ее пространственное положение в 2D или 3D координатах. Принцип работы датчика заключается в следующем. Излучение искры фокусируется линзой или объективом на пластину из люминесцентного стекла и преобразуется в видимую область спектра. За пластиной расположены торцы оптических волокон, которые передают оптический сигнал на матрицу фотоприемников. Сигнал от конкретного фотоприемника позволяет определить пространственное положение искры.

В ходе работы был разработан и спроектирован лабораторный стенд позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры. С помощью программного расширения Zemax opticstudio 17 был произведен расчёт и оптимизация оптической системы с учетом aberrаций (сферической aberrации и астигматизма). Произведена оптимизация схемы датчика искры для повышения пространственного разрешения в 1D, 2D и 3D. Преимуществом таких датчиков является высокая чувствительность и возможность их применения в агрессивных средах и при наличии высокого уровня электромагнитных помех.

1. V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov, T.A. Shakhverdov, D. S. Agafonova , Luminescence of silver molecular clusters in photo-thermo-refractive glasses // *Optical Materials*. – 2014. – V. 36. – №. 4. – P. 753-759.

2. И.М. Плешанов, А.О. Белорус, Д.С. Агафонова Исследование чувствительных элементов на основе оксифторидных стекол с молекулярными кластерами серебра// *Научные исследования и разработки*. – 2015. – P. 55-58.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИАМЕТРА ИЗГИБА НА ВЕЛИЧИНУ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ И h-ПАРАМЕТРА В ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ВОЛОКНАХ

Калугин Е.Э., Мухтубаев А., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование влияния радиуса сгиба на значение величин h -параметра и линейных оптических потерь в двулучепреломляющих оптических волокнах на трех образцах: ESC-4, PM9.4 и HB1500G.

Введение. В настоящее время двулучепреломляющие (ДЛП) волокна используются повсеместно. Их популярность объясняется тем, что такие оптические волокна обладают свойством сохранять линейно-поляризованное излучение по всей своей длине [1-3]. Зачастую в схемах волоконно-оптических датчиков присутствует элемент, который представляет из себя катушку с оптическим волокном. Такая конструкция непременно будет иметь места с нахлестами волокна друг на друга, микро- и макроизгибами [1,4,5]. Все эти дефекты приводят к поляризационным преобразованиям оптического излучения. Усреднённое значение величины преобразования, нормированную на единицу длины, характеризуется h -параметром [1]. Целью данной работы является исследование влияния диаметра изгиба от 100 мм до 10 мм на изменение вносимых оптических потерь и h -параметра для разных типов волокон с ДЛП.

Объект исследования. В настоящей работе объектом исследования являются распределенные поляризационные преобразования, которые характеризуются h -параметром. Величина h -параметра исследовалась на трех образцах ДЛП волокон: ESC-4, произведенное компанией АО «НИТИОМ «ГОИ имени С.И. Вавилова», и PM9.4 производства компании АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор» и HB1500G компании FiberscoreLtd. В таблице 1 показаны основные параметры исследуемых образцов.

	ESC-4	PM9.4	HB1500G
Длина биений, мм	2,5	3,5	1,5
Диаметр оболочки, мкм	125	125	80
Диаметр покрытия, мкм	250	250	170
Тип анизотропии	эллиптическая напрягающая оболочка		Bow-Tie
Защитное покрытие	двойное акрилатное		
Числовая апертура	0,12	0,12	0,18

Таблица 1. Параметры исследуемых образцов

На рисунке 1 показаны изображения торцов исследуемых образцов. Каждый образец представляет собой отрезок оптического волокна длиной 5 м, наматываемый на оснастку с диаметрами от 100 мм до 10 мм.

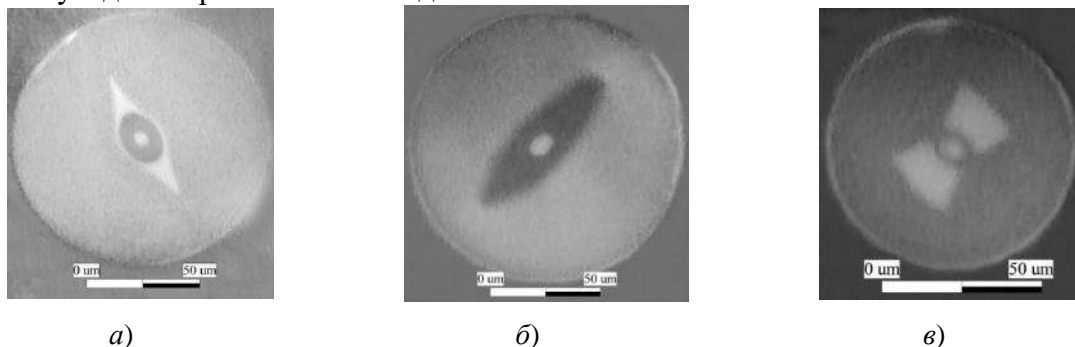


Рис.1. Изображение торца исследуемых образцов ДЛП волокон: а) ESC-4; б) PM9.4; в) HB1500G

Методика проведения исследования. Для анализа величины h -параметра в исследуемых образцах использовалась методика, основанная на применении широкополосной интерферометрии. С помощью данной методики можно добиться высокой точности в определении места локального преобразования в оптическом тракте, а по амплитуде интерференционного сигнала дать оценку величине поляризационного преобразования [2]. В настоящей работе использовался поляризационный сканирующий интерферометр Майкельсона с анализатором на входе для выделения обеих ортогональных поляризационных мод исследуемого образца.

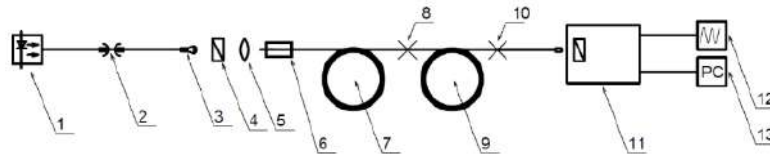


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по исследованию влияния диаметра катушки на распределенные поляризационные преобразования в ДЛП волокне: 1 – источник излучения, 2 – оптическая розетка, 3 – коллиматор, 4 – поляризатор, 5 – объектив, 6 – держатель волокна, 7 – объект исследования, 8,10 – сварные соединения, 9 – линия задержки (ДЛП волокно, 20 м), 11 – поляризационный интерферометр Майкельсона, 12 – осциллограф, 13 – персональный компьютер

В качестве широкополосного источника излучения использовался суперлюминесцентный диод ThorLabsS5FC1005SXLc центральной длиной волны 1575 нм и полушириной спектра 45 нм. По полученной интерферограмме, зная средний уровень интерференционной картины, можно определить величину h -параметра по формуле [2]:

$$h = \frac{V_c^2}{L_d}, \quad (1)$$

где V_c – видность интерференционной картины; L_d – длина деполяризации исследуемого образца.

Значение длины деполяризации ДЛП волокна определяется как [1,2]:

$$L_d = \frac{\lambda \cdot B}{\Delta\lambda}, \quad (2)$$

где λ – центральная длина волны источника оптического излучения (1575 нм); $\Delta\lambda$ – ширина спектра источника оптического излучения (45 нм); B – длина биений ДЛП волокна.

При измерении влияния диаметра катушки на величину вносимых оптических потерь оптическое излучение делилось при помощи Y-образного разделителя на две равные части. К одному выходу разделителя подключен фотоприемник S155C, который использовался для контроля ухода мощности, к другому выходу исследуемое волокно с фотоприемником S144C.

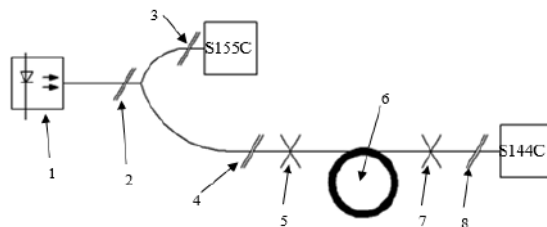


Рис. 3. Схема экспериментальной установки по исследованию влияния диаметра катушки анизотропного ОБ на вносимые оптические потери:

1 – источник излучения; 2,3,4,8 – оптическая розетка; 5,7 – место сварки; 6 – объект исследования.

Для расчета вносимых потерь α на каждом диаметре катушки фиксировалось значение выходных мощностей на фотоприемниках:

$$\alpha = \frac{P_1 - P_2}{L}, \quad (3)$$

где P_1 – мощность на фотоприемнике S144C без намотки, дБм ; P_2 – мощность на фотоприемнике S144C после намотки, дБм ; L – длина намотки, м .

Для слабонаправляющего световода со ступенчатым показателем преломления в сердцевине коэффициент затухания при изгибе высчитывается по формуле [6,7]:

$$\gamma = \frac{\pi^{1/2}}{2\rho} \left(\frac{\rho}{R_c} \right)^{1/2} \frac{V^2 W^{1/2}}{U^2} \exp\left(-\frac{4 R_c W^3 \Delta}{3 \rho V^2} \right), \quad (4)$$

где ρ – диаметр сердцевины, R_c – радиус изгиба, V – параметр моды, U и W – параметры моды в сердцевине и оболочке соответственно, Δ – разница показателей преломления сердцевины и оболочки.

Результаты исследования. В настоящей работе для измерения характеристик использовалась оснастка цилиндрической формы различных диаметров от 100 мм до 10 мм. В результате проведения данного исследования были получены следующие зависимости величин h-параметра и линейных потерь в исследуемых образцах, представленные на рисунках 4 и 5 соответственно.

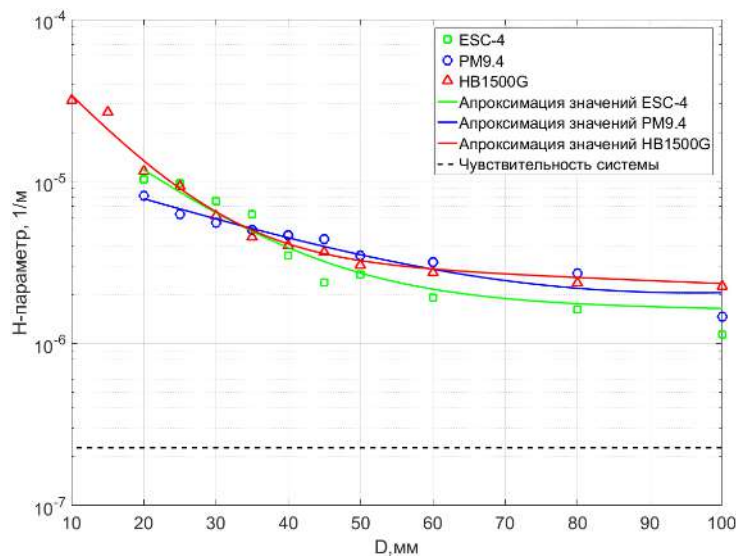


Рис. 4. h-параметр исследуемых образцов ДЛП волокон при изменении диаметра намотки

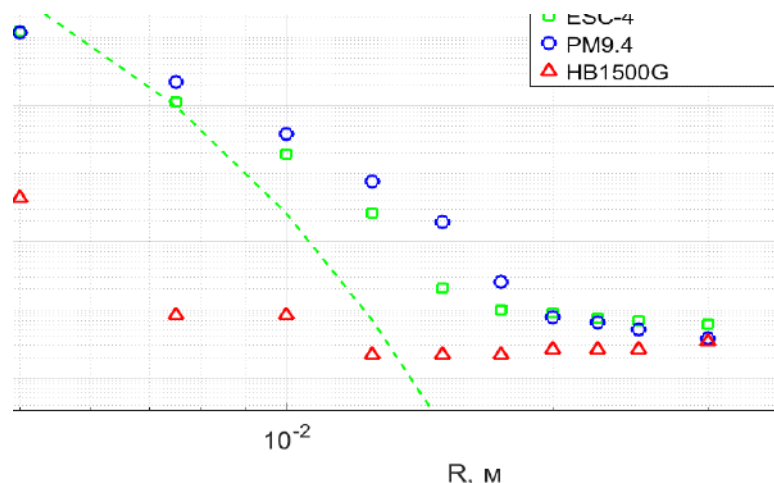


Рис.5. Линейные потери исследуемых образцов ДЛП волокон при изменении радиуса намотки

По проведению эксперимента было замечено, что для волокон ESC-4 и PM9.4 на диаметрах намотки меньше 20 мм измерить h-параметр не представляется возможным из-за больших вносимых оптических потерь. Из полученных зависимостей видно, что уменьшение диаметра намотки от 100 мм до 20 мм приводит к увеличению h-параметра

для ESC-4 с 1.14×10^{-6} 1/м до 10.3×10^{-6} 1/м, для PM9.4 с 1.47×10^{-6} 1/м до 8.14×10^{-6} 1/м. Для HB1500G аналогичное уменьшение диаметра катушки до 10 мм привело к увеличению с 2.24×10^{-6} 1/м до 31.5×10^{-6} 1/м. Однако, из полученных зависимостей видно, что для HB1500G ухудшение величины h-параметра до диаметра 20 мм совпадает с характером изменения h-параметра ESC-4. Разброс значений величины h-параметра связан с невозможностью контролировать оси волокна при намотке [8].

При измерении линейных потерь наблюдается похожая картина. При уменьшении диаметра катушки от 100 мм до 10 мм приводит к увеличению линейных потерь для ESC-4 от 0.00038 дБ/м до 12.0229 дБ/см, для PM9.4 от 0.00038 дБ/м до 11.75 дБ/м, для HB1500G от 0.00037 дБ/м до 0.04405 дБ/м. Как и в предыдущем измерении HB1500G показал лучшие показатели среди исследуемых образцов.

Вносимые оптические потери должны происходить по экспоненциальному закону [7,9], однако в нашем случае в правой части графика происходит отклонение от этого закона за счет недостаточной чувствительности измерительного оборудования.

Заключение. В ходе проведенного исследования было выявлено, что наименьшими значениями оптических потерь и h-параметра при малых диаметрах катушки обладает HB1500G. Наиболее существенная разница исследуемых параметров наблюдается при диаметрах катушки ниже 20 мм.

Полученные зависимости h-параметра и оптических потерь от диаметра катушки можно объяснить возникающим преимуществом HB1500G за счет меньшего диаметра кварцевой части волокна. Однако, стоит заметить, что технология создания наведенного двулучепреломления в исследуемых волокнах также отличается.

1. H.C. Lefevre, *Fiber-Optic Gyroscopes*. Boston: Artech House, №2, 313, (1993).
2. С.М. Аксарин, *Исследование поляризационных методов и технологий согласования волоконно-оптических и интегрально-оптических волноводов: дис. ... канд. физ.-мат. наук*. 116(2014).
3. I.P. Kaminow, *Polarization-maintaining fibers // Applied Scientific Research*. **41**, №3–4, 257–270, (1984).
4. M. Jia, G. Yang, *Research of optical fiber coil winding model based on large-deformation theory of elasticity and its application // Chinese Journal of Aeronautics*. **24**, №5, 640–647, (2011).
5. И.К. Мешковский, С.С. Киселев, А.В. Куликов, Р.Л. Новиков, *Дефекты катушки оптического волокна при изготовлении чувствительного элемента волоконно-оптического интерферометра // Изв. вузов. Приборостроение*. **53**, № 2, 47–51, (2010).
6. А. Снайдер, Дж. Лав, *Теория волноводов // Перевод с англ. – Радио и связь*, 656, (1987).
7. D. Marcuse, *Curvature loss formula for optical fibers // J. Opt. Soc. Am.*, **66**, №3, 216-220, (1976).
8. А.В. Mukhtubaev, S.M. Aksarin, V.E. Strigalev, *Polarization extinction ratio of the polarization crosstalk caused by point pressure force on the polarization-maintaining fiber // Optical Fiber Technology, IET*, **38**, 119-122, (2017).
9. В.Г. Воронин, О.Е. Наний, А.Н. Туркин, В.И. Хлыстов, В.А. Камынин, *Интегральные потери в элементах волоконно-оптических линий связи. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова*, 51, (2012).

ИССЛЕДОВАНИЕ АПКОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ ЭРБИЯ В ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКЛАХ ДЛЯ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

Кузьменко Н.К., Асеев В.А., Фёдоров Ю.К., Орешкина К.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования влияния различных добавок на спектрально-люминесцентные свойства щелочногерманатных стекол и стеклокерамик, легированных эрбием в широком температурном диапазоне (293-793 К). Рассчитаны значения чувствительности люминесценции.

Оптические датчики температуры находят широкое применение в нефтехимии, биомедицине, энергетике, металлургии, химической промышленности. К преимуществам использования данного метода измерения температуры относятся бесконтактность, высокая чувствительность, широкий диапазон измеряемых температур, быстрый отклик, низкая восприимчивость к электромагнитным помехам, устойчивость к агрессивным условиям окружающей среды. Существуют три эффекта, на которых может быть основана работа таких датчиков. Это температурное перераспределение интенсивности по спектру, изменение времени жизни и сдвиг максимума люминесценции. Первый метод является наиболее точным (погрешность 0,5К), а также позволяет проводить измерения в широком температурном диапазоне [1].

В качестве иона-активатора может быть использован эрбий, который имеет два термически связанных уровня $^2H_{11/2}$ и $^4S_{3/2}$. Также в стекле, активированном эрбием, имеет место явление ап-конверсии. А тот факт, что легирование материала иттербий-эрбиевой парой при возбуждении инфракрасным излучением создает эффект переноса энергии, который значительно повышает интенсивность видимой люминесценции, является одним из главных аргументов в пользу совместного легирования материала этими РЗИ. Необходимыми условиями использования материала в качестве матрицы для люминесцентных датчиков являются высокая чувствительность, низкая энергия фононов, высокие температуры плавления и кристаллизации, а также высокая химическая и термическая стабильность [2]. Различные добавки, введенные в матрицу изменяют локальное окружение иона-активатора, что может существенно изменять спектральные свойства материала. В данной работе были исследованы щелочногерманатные стекла системы $59GeO_2-28Na_2O-9Yb_2O_3-4La_2O_3-0.25Er_2O_3$ мол% и стеклокерамики на их основе, легированные Yb^{3+}/Er^{3+} . В два стекла дополнительно вводились оксиды ниобия или алюминия, одно имело исходный состав.

Для получения стеклокерамик была проведена термообработка исследуемых стекол при температуре 850°C в течение 15 минут. В результате термообработки в качестве основной кристаллической фазы выделился германат натрия. Для исходных стекол и полученных стеклокерамик были измерены спектры апконверсионной люминесценции в видимой области спектра от комнатной температуры до 500°C с шагом 10°C. На спектрах наблюдались полосы, соответствующие переходам $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ и $^2H_{11/2}, ^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$. С помощью полученных спектров были рассчитаны температурные характеристики люминесценции [3] – коэффициент интенсивности люминесценции R (формула (1)):

$$R = \frac{I_H}{I_S} = C e^{(-\Delta E/kT)} \quad (1)$$

где I_H и I_S - интегральные интенсивности люминесценции переходов ${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ и ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ соответственно. Постоянная C определяется по формуле (2):

$$C = \frac{g_H \sigma_H \omega_H}{g_S \sigma_S \omega_S} \quad (2)$$

где g , σ , ω - кратность вырождения, сечение излучения, угловая частота флуоресцентных переходов из состояний ${}^2H_{11/2}$ и ${}^4S_{3/2}$ в основное состояние ${}^4I_{15/2}$ соответственно.

И чувствительность люминесценции S (формула (3)):

$$S = \frac{dR}{dT} = R \left(\frac{\Delta E}{kT^2} \right) \quad (3)$$

Полученные зависимости представлены на рис. 1 и рис. 2.

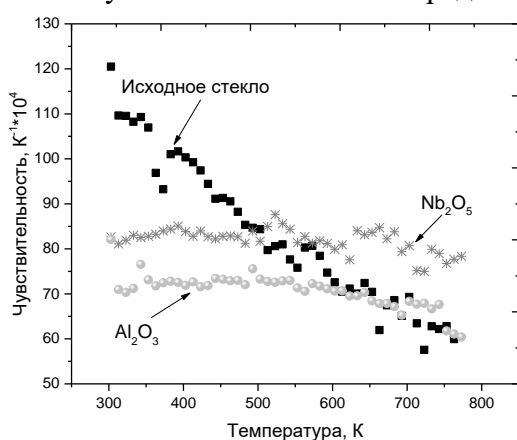


Рис. 1. Зависимость чувствительности люминесценции от температуры для стекол

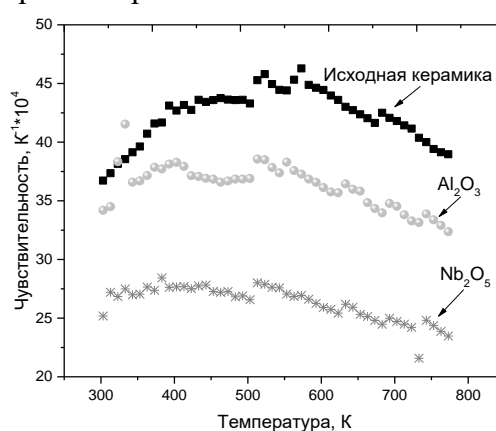


Рис. 2. Зависимость чувствительности люминесценции от температуры для керамик

В результате было получено максимальное значение чувствительности $S_{\max} = 120 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ при $T = 40 \text{ K}$ для исходного стекла, однако во всем измеренном диапазоне чувствительность сильно изменяется до $60 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ при $T = 500 \text{ K}$. Для практического применения важной является равномерность чувствительности по измеряемому диапазону. С такой точки зрения стекла с добавкой Nb_2O_5 со значениями чувствительности $S = 80\text{-}85 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ во всем температурном диапазоне являются более перспективными. Значения чувствительности для керамик (Исходная - $35\text{-}45 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$; Al_2O_3 - $30\text{-}40 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$; Nb_2O_5 - $25\text{-}30 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) оказались ниже, чем для стекол с аналогичными составами. При сравнении рассчитанных значений с литературными данными [4] можно сделать вывод, что изученные стекла по своим характеристикам превосходят основные виды оптических стекол, такие как фосфатные и силикатные, и являются перспективными материалами для использования в качестве активной среды температурного датчика.

1. S. W. Allison G. T. Gillies, *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 2615-2650, (1997).
2. L.A.O. Nunes, J.F. Silva, A.C.F.M. Costa, B.S. Barros, J.E.C. Silva, G.F. de Sa, S. Alves, *J. Phys. Condens. Matter.*, **19**, 209-246, (2007).
3. S.A. Wade, S.F. Collins, G.W. Baxter, *Journal of Applied Physics*, **94**, 4743-4756, (2003).
4. F.S. Leon-Luis, R.U. Rodríguez-Mendoza, P. Haro-González, M. Inocencio, V. Lavín, *Sensors and Actuators B.*, **174**, 176-186, (2012).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ АССОЦИИ ИНДОЦИАНИНА ЗЕЛЕНОГО С КОЛЛОИДНЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ag₂S/TGA

Кондратенко Т.С., Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С.,
Асланов С.В.

ФГБОУ ВО «ВГУ», оптики и спектроскопии, г. Воронеж, Россия

В работе исследованы спектральные проявления сопряжения индоцианина зеленого (ICG) с квантовыми точками (КТ) Ag₂S, пассированными тиогликолевой кислотой. Показано, что сопряжение приводит к сдвигу полосы свечения мономеров ICG на 24 нм при одновременном увеличении интенсивности его свечения в 10 раз, а свечения КТ в 20 раз.

Разработка устойчивых мультифункциональных комплексов, обеспечивающих направление и локализацию действующих и люминесцентных агентов *in vivo*, является актуальной проблемой для тераностики онкологических заболеваний [1,2]. Одним из перспективных материалов в данной области являются комплексы на основе индоцианина зеленого (ICG) с поглощением и люминесценцией в ближней ИК области, совпадающей с терапевтическим окном прозрачности биотканей. Однако, сравнительно невысокий квантовый выход его ИК люминесценции (около 0.14), заметное фотообесцвечивание, выход триплетов (около 0.25) делают актуальными исследования, направленные на улучшение указанных параметров. В литературе известны исследования, посвященные улучшению его параметров за инкапсуляция с использованием производных фосфата кальция [3], мезопористых кремневых наночастиц [4], полимерных нанокомпозитов [5], связывание нановолокнами, плазмонными наночастицами [6]. Однако рассматриваемые в данных работах гибридные системы сохраняют сравнительно низкие ИК люминесцентные параметры при сложных технологиях приготовления. Одним из вариантов улучшения люминесцентных характеристик может быть сопряжение красителя с квантовыми точками. В данной работе исследованы люминесцирующие конструкции на основе индоцианина зеленого, сопряженного с коллоидными квантовыми точками сульфида серебра, пассированными тиогликолевой кислотой (КТ Ag₂S/TGA).

Для получения КТ Ag₂S/TGA использовали однокомпонентную методику синтеза, подробно описанную в работе [7]. В случае однокомпонентной методики синтеза в качестве источника ионов серебра выступал водный раствор нитрата серебра AgNO₃, а в качестве источника ионов серы и одновременно пассиватора интерфейсов квантовых точек - молекулы TGA. Смешивали водные растворы AgNO₃ и TGA в молярном соотношении 1:1 с последующим доведением значения показателя pH до 10 при помощи 1 М раствора NaOH. Управление размером частиц, в рамках данного подхода к синтезу, достигали путем вариации температуры в области реакции от 25°C до 95°C и времени выдерживания от 30 минут до 24 часов. Для удаления побочных продуктов реакции в водный коллоидный раствор квантовых точек добавляли этанол/ацетон до 50 % и центрифугировали. Полученные квантовые точки повторно растворяли в дистиллированной воде. Процедуру очистки повторяли несколько раз. Сопряжение полученных квантовых точек Ag₂S с молекулами ICG осуществляли путем смешивания водного раствора красителя с коллоидным раствором КТ Ag₂S/TGA. В работе использован ICG высокой чистоты фирмы Sigma–Aldrich. Концентрация определялась из расчета 10⁻³ - 10⁻² моль ICG/моль КТ (далее моль.д.), содержащихся в данном объеме коллоидного раствора.

Исследования проводили с помощью люминесцентных и абсорбционных методик. Спектры стационарного поглощения приготовленных образцов исследовались

с помощью абсорбционного спектрофотометра USB2000 (OceanOptics, USA). Исследования спектров люминесценции коллоидных квантовых точек и их смесей с молекулами ICG проводили с помощью автоматизированного спектрального комплекса на базе дифракционного монохроматора МДР-23 (ЛОМО) с высокостабильным малозумящим фотодиодом PDF10C/M (ThorlabsInc., USA) со встроенным усилителем. Возбуждение люминесценции осуществляли полупроводниковым импульсным лазером LPC-826 (Mitsubishi, Japan) на длине волны 660 нм с мощностью 200 мВт. Представляемые результаты получены при комнатной температуре.

Спектры поглощения смесей КТ Ag₂S/TGA с молекулами ICG не претерпевают существенных изменений при сопряжении. Для исследуемых концентраций наблюдается полоса поглощения с максимумом 780 нм, соответствующая поглощению мономеров ICG, и 718 нм, соответствующая поглощению димером красителя [8] (рис.1).

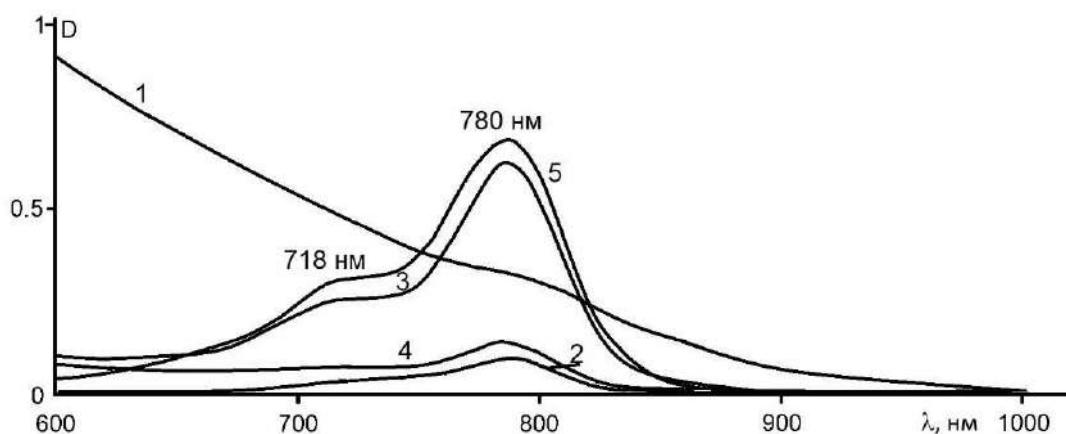


Рис. 1. Спектры оптического поглощения КТ Ag₂S/TGA, ICG и их смесей. 1- КТ Ag₂S/TGA; 2- ICG (10⁻³ м.д.); 3- ICG (10⁻² м.д.); 4 – КТ Ag₂S/TGA+ ICG (10⁻³ м.д.); 5 – КТ Ag₂S/TGA+ ICG (10⁻² м.д.)

Наиболее яркие проявления взаимодействия КТ Ag₂S/TGA и молекул ICG наблюдали в спектрах люминесценции соответствующих смесей, возбуждаемых излучением с длиной волны 660 нм. В спектрах люминесценции КТ наблюдали свечение в области 880 нм. Данная полоса люминесценции имеет значительный стоксов сдвиг относительно положения экситонного перехода в оптическом поглощении и полуширину, что свидетельствуют о рекомбинационной природе наблюдаемого свечения. Основным механизмом свечения является рекомбинация свободных дырок с электронами, локализованными на центрах свечения [7]. В спектрах люминесценции красителя максимум в 800 нм, соответствующий свечению его мономерной формы [8] (рис.2). В смесях красителя с КТ Ag₂S/TGA наблюдали сдвиг максимума люминесценции мономера ICG на 24 нм в длинноволновую область и увеличение интенсивности свечения в 10 раз для концентрации 10⁻³ м.д. и в 6 раз для концентрации 10⁻² м.д. Снижение эффективности сенсibilизации при увеличении количества красителя в смеси обусловлено вероятно ростом числа нелюминесцирующих димеров при повышении концентрации молекул в растворе. При этом в области люминесценции КТ Ag₂S/TGA интенсивность люминесценции также возрастает почти в 20 раз.

Наблюдаемая сложная картина в спектрах люминесценции смесей КТ Ag₂S/TGA и ICG, по-видимому, связана с гибридной ассоциацией. Отрицательный заряд интерфейса КТ Ag₂S/TGA не способствует J-агрегации красителя. По-видимому, возникают гибридные наноструктуры, для которых характерно уменьшение подвижности полиметиновой цепи ICG, что приводит к увеличению квантового выхода люминесценции в области 800 нм. При этом, имеющее место увеличение интенсивности свечения КТ Ag₂S/TGA в области 880 нм обусловлено резонансным

безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения от красителя к центрам рекомбинационной люминесценции КТ Ag₂S/TGA.

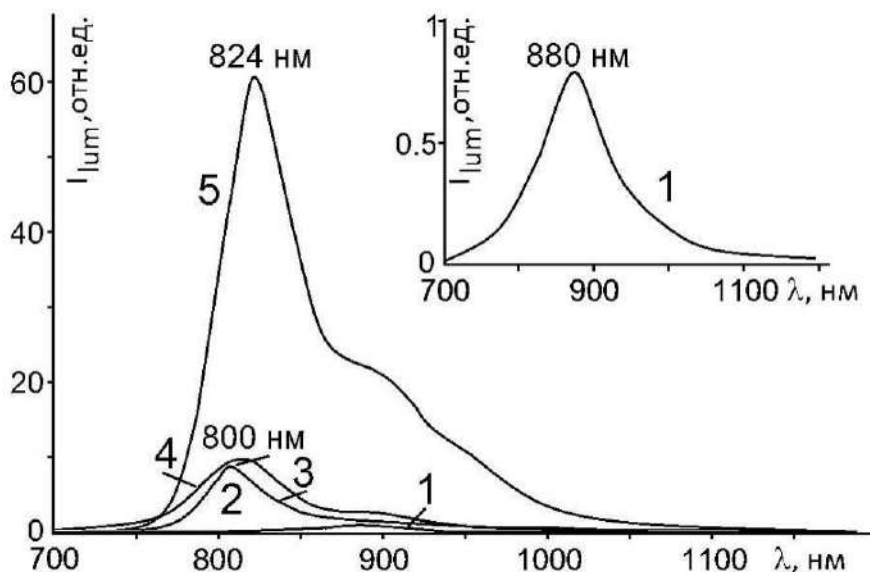


Рис. 2. Спектры люминесценции КТ Ag₂S/TGA, ICG и их смесей. 1- КТ Ag₂S/TGA; 2- ICG (10⁻³ м.д.); 3- ICG (10⁻² м.д.); 4 – КТ Ag₂S/TGA+ ICG (10⁻³ м.д.); 5 – КТ Ag₂S/TGA+ ICG (10⁻² м.д.)

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-586.2019.2).

1. J. Zhao, J. Chen, Sh. Ma, Q. Liu, L. Huang, X. Chen, K. Lou, W. Wang, *Acta Pharmaceutica Sinica B*, **8**, No3, 320-338, (2018).
2. J. Liu, C. Liu, W. He, *Curr. Org. Chem.*, **175**, 64-79, (2013).
3. E.I. Altinoglu, T.J. Russin, J.M. Kaiser, B.M. Barth, P.C. Eklund, M. Kester, J.H. Adair, *ACS Nano*, **2**, No 10, 2075–2084, (2008).
4. C.H. Lee, S.H. Cheng, Y.J. Wang, Y.C. Chen, N.T. Chen et al., *Adv. Funct. Mater.*, **19**, No 2, 215–222, (2009).
5. R.H. Patel, A.S. Wadajkar, N.L. Patel, V.C. Kavuri, K.T. Nguyen, H.L. Liu, *J. Biomed. Opt.*, **17**, No 4, 046003, (2012).
6. Q. Chen, C. Liang, X. Wang, J. He, Y. Li, Z. Liu, *Biomaterials*, **35**, 9355-62, (2014).
7. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Т.С. Кондратенко, А.С. Перепелица, И.Г. Гревцева, С.В. Асланов, *Опт. и спектр.*, **125**, №1, С.105, (2018).
8. R. Philip, A. Penzkofer, W. Bäuml, R.M. Szeimies, C. Abels, *J. Photochem. and Photobiol. A*, **96**, 137-148, (1996).

ГИБРИДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ГРАНУЛИРОВАННЫХ СЕРЕБРЯНЫХ ПЛЕНОК С УГЛЕРОДНЫМИ ТОЧКАМИ

Шмагина Е.Г., Коншина Е.А., Щербинин Д.П., Хавлюк П.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры оптической плотности гранулированных серебряных пленок разной толщины до и после их отжига и спектры фотолюминесценции углеродных точек, осажденных на их поверхность из раствора. Показано влияние промежуточного полимерного слоя на изменение интенсивности фотолюминесценции точек.

Углеродные квантовые точки обладают набором свойств, выгодно выделяющим их на фоне других наноструктур и огромным потенциалом для применения, особенно в медицинских приложениях. К тому же их популярность определяется простотой и экономичностью синтеза, углеродные точки можно получить из многих органических веществ [1,2]. Однако для повышения интенсивности их излучения используют разные методы, включая плазмонное усиление [3-5].

В данной работе были исследованы гибридные структуры гранулированных серебряных пленок на кварцевой подложке и углеродных точек, нанесенных на их поверхность из раствора методом центрифугирования. Изучалась фотолюминесценция (ФЛ) углеродных точек (C-dots) и влияние на ее интенсивность положения плазмонного пика наночастиц серебра. На рис. 1 приведены спектры оптической плотности пленок серебра с гравиметрической толщиной 2, 4 и 10 нм до и после их отжига при температуре 200°C в течение десяти минут.

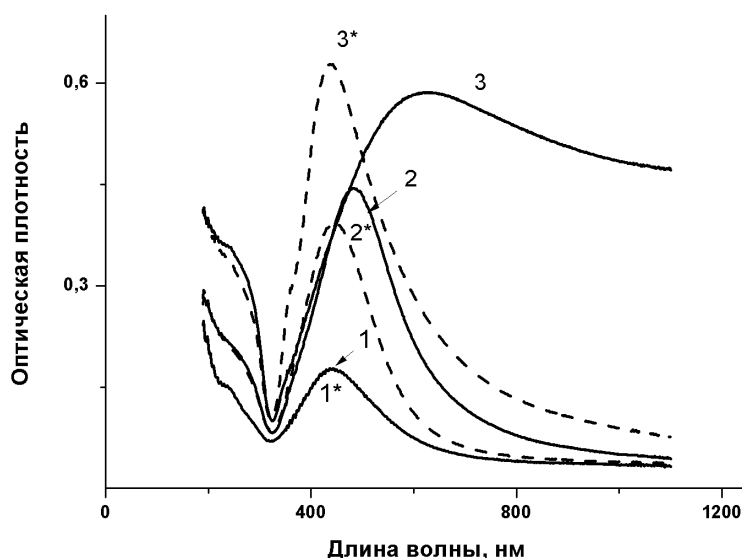


Рис. 1. Спектры поглощения гранулированных серебряных плёнок, толщиной 2, 4 и 10 нм на кварцевых подложках до (образцы 1, 2 и 3 соответственно) и после отжига (1*, 2* и 3*) при 200°C в течение 10 минут

В спектрах пленок Ag с толщиной более 2 нм наблюдался синий сдвиг плазмонного пика после их отжига. Наибольшая интенсивность пика зарегистрирована у пленки с толщиной 10 нм. Исследование морфологии пленок Ag с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) показало, что в этом образце после отжига наночастицы имеют полусфероидную форму и расположены на некотором расстоянии друг от друга в отличие от плотно упакованных пленок меньшей толщины.

Гидрофильные углеродные точки были получены методом конденсационной полимеризации из лимонной кислоты и этилендиамина с дальнейшей карбонизацией [6]. Максимум люминесценции C-dots в растворе – на длине волны 450 нм. Исследование ФЛ тонких пленок проводилось с помощью конфокального микроскопа на длине волны 405 нм. В тонком слое углеродных точек на поверхности стеклянной подложки наблюдался красный сдвиг пика люминесценции к 550 нм. Однако при увеличении количества последовательно наносимых слоёв C-dots, положение пика смещалось в синюю область. Для 12 слойной плёнки максимум соответствовал 490 нм. Для уменьшения безызлучательного переноса энергии в гибридных структурах на поверхность серебра наносились пять слоёв однопроцентного раствора полистирола в толуоле.

На рис. 2 приведены спектры гибридных тонкопленочных структур, состоящих из гранулированной серебряной пленки/полимера/ C-dots. Наибольшая интенсивность ФЛ была получена при использовании наноструктур Ag, полученных при отжиге гранулированной пленки толщиной 10 нм. Углеродные точки в гибридных структурах с металлическими наночастицами серебра характеризуются более широкими спектрами люминесценции.

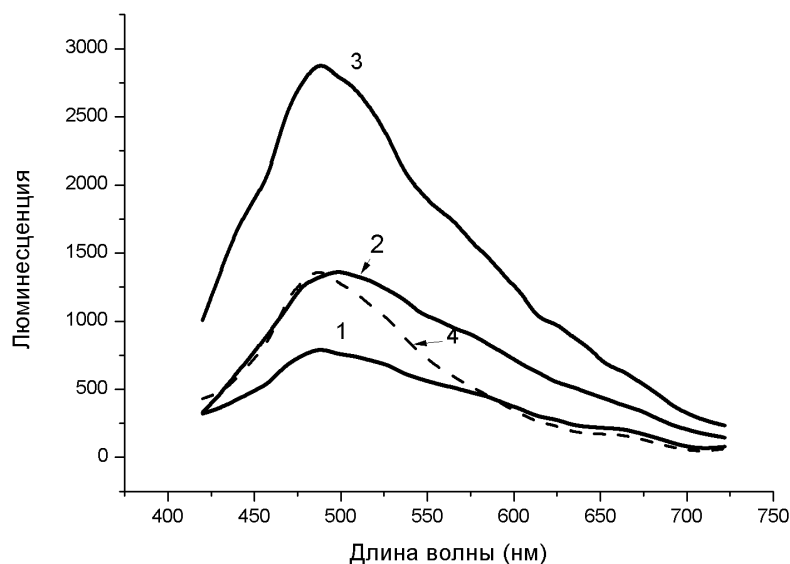


Рис. 2. Спектры люминесценции многослойных структур Ag/полистирол/C-dots с гравиметрической толщиной гранулированных серебряных плёнок, толщиной 2, 4 и 10 нм (образцы 1, 2 и 3 соответственно) и контрольной структуры полистирол/C-dots (4)

Полученные результаты свидетельствуют о возможности плазмонного усиления ФЛ C-dots в тонкопленочных гибридных структурах. Это открывает новые возможности их применения в фотонных и других устройствах.

1. P. Zuo, X. Lu, Z. Sun, Y. Guo, H. He, *Microchim Acta*, **183**, 519–542, (2016).
2. S. Sharma, A. Umar, S. Sood, S. Kumar Mehta, S. Kumar Kansal, *Journal of Alloys and Compounds*, **748**, 818–853, (2018).
3. H. Wang, X. Sun, T. Zhang, X. Chen, J. Zhu, W. Xu, X. Bai, B. Dong, H. Cui, H. Song, *J. Mater. Chem. C*, **6**, 147–152, (2018).
4. Z. Gan, P. Pan, Z. Chen, M. Meng, H. Xu, Z. Yu, C. Chang, Y. Tao, *Advances Science News. Small*, **14**, 1704239, (2018).
5. A.N. Emam, A.A. Mostafa, M.B. Mohamed, A.-S. Gadallah, M. El-Kemary, *Journal of Luminescence*, **200**, 287–297, (2018).
6. S. Zhu, Q. Meng, L. Wang, J. Zhang, Y. Song, H. Jin, K. Zhang, H. Sun, H. Wang, B. Yang, *Angew. Chem.*, **125**, 4045–4049, (2013).

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОЙ РЕШЕТКИ БРЭГГА

Дмитриев А.А., Варжель А.С., Коннов К.А., Варжель С.В.,
Грибаев А.И., Идрисов Р.Ф.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе апробирована методика создания тензометрических датчиков, чувствительным элементом которых является волоконная брэгговская решетка. Представлены результаты полученных данных и построены основные зависимости сдвига центральной длины волны от величины удлинения чувствительного элемента датчика.

Волоконной брэгговской решёткой (ВБР) называют сформированную в сердцевине оптического волокна (ОВ) структуру периодического изменения показателя преломления. Основным свойством ВБР является отражение узкого спектра оптического излучения, на определенной длине волны.

Применение к материалу внешних воздействий таких как, температуры, механических напряжений, давления и т.д., приводит к изменению его геометрических характеристик. Данное утверждение справедливо и для оптического волокна. Кроме того, изменение геометрических параметров ОВ приводит к изменению его показателя преломления, а также к изменению периода записанных в него ВБР.

Исходя из зависимости величины деформации от приложенной нагрузки и, полученных в ходе эксперимента зависимостей сдвига центральной длины волны от приложенной нагрузки, были получены зависимости сдвига центральной длины волны от деформации.

Экспериментальные результаты, полученные при испытании макета тензиометрического датчика, закрепленного при помощи болтового соединения, показали (рисунок 1), что в результирующем сигнале присутствует паразитное влияние гистерезиса. В соответствии с этим были применены меры по устранению данного влияния.

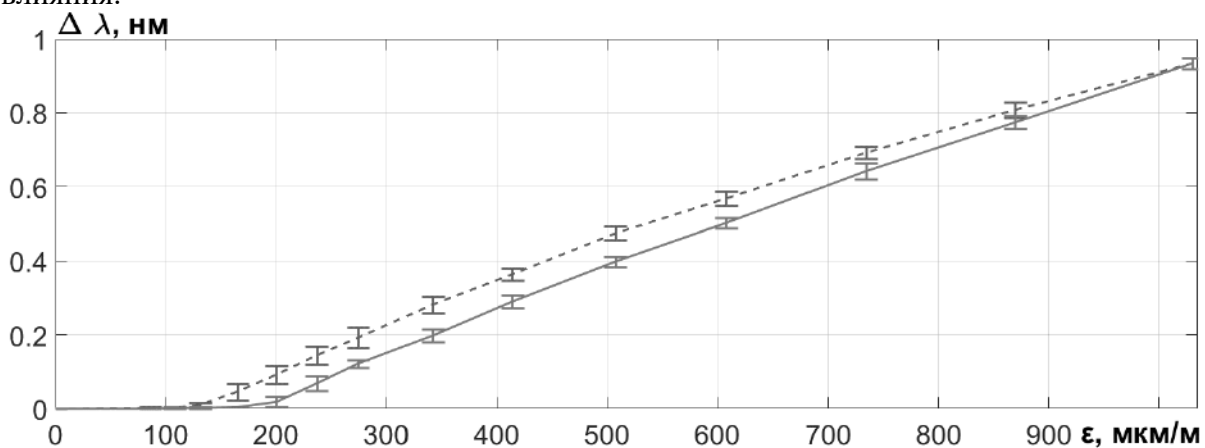


Рис. 1. Зависимость сдвига центральной длины волны от величины удлинения
Пунктирная линия – нагрузка. Сплошная линия – разгрузка

Для улучшения характеристик результирующего сигнала была испытана другая конструкция чувствительного элемента тензометрического датчика. Были внесены изменения в методику соединения ВБР и оснастки испытываемого макета. В частности, болтовое соединение оснастки было заменено на сварное, был оптимизирован состав клеевой композиции для улучшения адгезионных свойств между ВБР и оснасткой тензометра, а также были модифицированы параметры конструкции чувствительного

элемента. Модифицированный образец был также испытан в ходе эксперимента (рисунок 2).

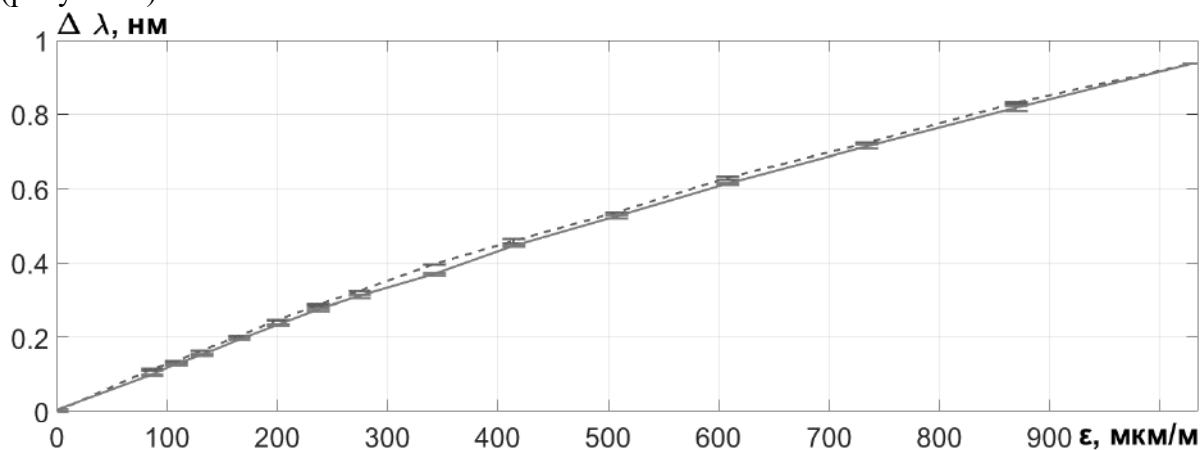


Рис. 2. Зависимость сдвига центральной длины волны от величины удлинения. Пунктирная линия – нагрузка. Сплошная линия – разгрузка

Основываясь на полученных в рамках данной работы экспериментальных данных можно заключить, что модификация макета тензометрического датчика привела к минимизации гистерезиса результирующего сигнала. Также, можно утверждать, что использованный вариант болтового соединения показал свою неэффективность. В то же время, испытание модифицированного макета тензометрического датчика, значительно улучшило показания результирующего сигнала тензометрического датчика.

SINGLET OXYGEN GENERATION BY QUANTUM DOT- PHOTOSENSITIZER COMPOSITES

Sewid F. A., Orlova A. O., Visheratina A. K.

ITMO University, St. Petersburg, Russia

The composites of semiconductor CdSe/ZnS quantum dots and tetrapyrrole molecules (chlorin e6) have been created in organic media. The efficient intracomplex FRET has been confirmed using UV- absorption and fluorescence spectroscopy. The composites demonstrate doubling in singlet oxygen production compared with the same amount of chlorine e6.

Photosensitizers (PSs) are a special class of organic compounds that could induce a chemical change in another molecule during a photochemical process [1]. Due to their unique properties and ability to generate singlet oxygen [2], PSs have found a wide range of applications, the main of which include biomedicine, photovoltaics and photocatalysis [3,4].

Last decade, hybrid nanostructures based on PSs and various nanoparticles have been actively studied and demonstrated significant improvements in the functional properties of PSs and their colloidal stability. At the same time there are still several challenges that should be overcome, and one of them is aggregation of PSs in hybrid nanostructures. It was demonstrated that these processes could dramatically change the photophysical properties of PSs (e.g. reduce the efficiency of singlet oxygen (SO) generation by them)[5,6]. Therefore, in order to preserve and even enhance efficiency of PSs it is required to keep them in the monomeric form in hybrid nanostructures.

Quantum dots (QDs) are quasi-spherical semiconductor nanocrystals with a size of 2–10 nm. Their photoluminescence (PL) band position depends on QDs chemical composition and size. Now QDs have demonstrated some benefits as effective energy donors in composites with tetrapyrrole molecules due to their unique optical and chemical properties[7-10].

Here we report on a new approach to form highly stable hybrid nanostructures based on CdSe/ZnS QDs and second-generation PS chlorin e6 with enhanced SO generation than free chlorin e6. QDs-Ce6 composites were formed because of coordination of Ce6 carboxyl groups on the surface zinc atoms of the CdSe/ZnS QDs. The composites have been characterized by stationary UV absorption and PL spectroscopy. Singlet oxygen luminescence spectra were measured with home-made IR experimental set-up.

Figure 1 shows the luminescence spectra of QDs and QDs-Ce6 mixtures. It is clearly seen that increase of Ce6 concentration in the samples leads to PL quenching of QDs due to efficient FRET from QDs. At low compound concentrations in our samples, i.e. 10^{-7} M, it points out to QDs-Ce6 composites formation.

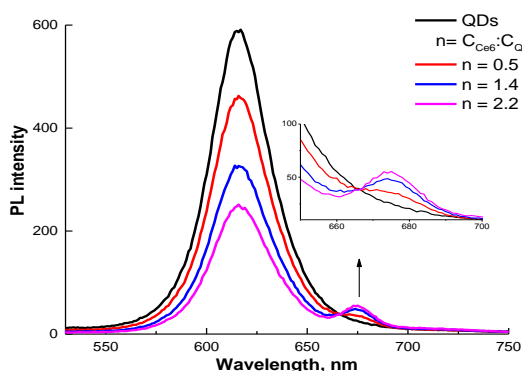


Fig. 1. PL spectra of free QDs (black spectrum) and QDs-Ce6 mixtures in CCL₄, an

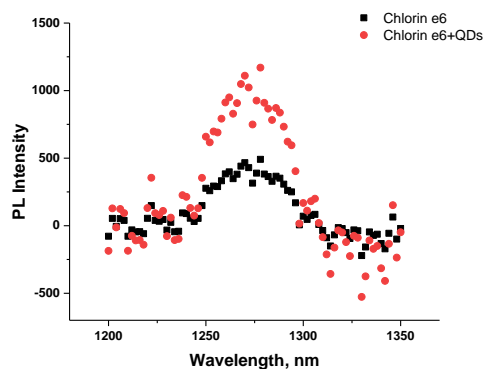


Fig. 2. Luminescence spectra of singlet oxygen generated by free Ce6 and QD-Ce6 composites in

excitation wavelength is 460 nm

CCl₄, the excitation wavelength is 405 nm

At the next step, we have examined photophysical properties of our composites of analyzing SO generation by them. We have found that Ce6 can double SO generation, as it is shown in Fig.2, in our composites due to efficient FRET.

In the course of developing new efficient PDT drug based on QDs, we are going to make fully biocompatible QDs-Ce6 composites using chitosan molecules as stabilizing agent and test their impact in living cancer cells.

1. J.F. Lovell, T.W. Liu, J. Chen, and G. Zheng, Activatable photosensitizers for imaging and therapy. *Chemical reviews*, 2010. 110(5): p. 2839-2857.

2. J.M. Tsay, , M. Trzoss, L. Shi, X. Kong, M. Selke, M.E. Jung, and S. Weiss, Singlet Oxygen Production by Peptide-Coated Quantum Dot– Photosensitizer Conjugates. *Journal of the American Chemical Society*, 2007. 129(21): p. 6865-6871.

3. A.M. Smith., G. Ruan, M.N. Rhyner, and S. Nie, Engineering luminescent quantum dots for in vivo molecular and cellular imaging. *Annals of biomedical engineering*, 2006. 34(1): p. 3-14.

4. J.L. Paris and M. Vallet-Regí, Nanostructures for imaging, medical diagnostics and therapy, in *Fundamentals of Nanoparticles*. 2018, Elsevier. p. 1-28.

5. R. Vankayala, A. Sagadevan, P. Vijayaraghavan, C.L. Kuo, and K.C. Hwang, Metal nanoparticles sensitize the formation of singlet oxygen. *Angewandte Chemie International Edition*, 2011. 50(45): p. 10640-10644.

6. N. Mehraban and H. Freeman, Developments in PDT sensitizers for increased selectivity and singlet oxygen production. *Materials*, 2015. 8(7): p. 4421-4456.

7. G. Ramalingam, C. Ragupathi, K. Kaviyarasu, D. Letsholathebe, S. Mohamed, C.M. Magdalane, G. Mola, A.B. Isaev, and M. Maaza, Up-Scalable Synthesis of Size-Controlled White-Green Emitting Behavior of Core/Shell (CdSe/ZnS) Quantum Dots for LED Applications. *Journal of nanoscience and nanotechnology*, 2019. 19(7): p. 4026-4032.

8. D.A. Cagan, A.C. Garcia, K. Li, D. Ashen-Garry, A.C. Tadler, D. Zhang, K.J. Nelms, Y. Liu, J.R. Shallenberger, and J.J. Stapleton, Chemistry of Singlet Oxygen with a Cadmium–Sulfur Cluster: Physical Quenching versus Photooxidation. *Journal of the American Chemical Society*, 2018. 141(1): p. 67-71.

9. I.V. Martynenko, A.O. Orlova, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, and M. Artemyev, Energy transfer in complexes of water-soluble quantum dots and chlorin e6 molecules in different environments. *Beilstein journal of nanotechnology*, 2013. 4: p. 895.

10. A. Skripka, D. Dapkute, J. Valanciunaite, V. Karabanovas, and R. Rotomskis, Impact of Quantum Dot Surface on Complex Formation with Chlorin e6 and Photodynamic Therapy. *Nanomaterials*, 2019. 9(1): p. 9.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ И НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИОНОВ Er^{3+} В ФОСФАТНОМ СТЕКЛЕ

Харисова Р.Д., Сгибнев Е.М., Шахгильдян Г.Ю.*, Сигаев В.Н.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Москва, Россия

В работе исследованы фосфатные стёкла, активированные золотом и ионами Er^{3+} . При образовании молекулярных кластеров золота интегральная интенсивность люминесценции ионов эрбия увеличивается. В стёклах с наночастицами золота усиление люминесценции эрбия не наблюдается.

Одним из перспективных материалов фотоники являются многокомпонентные стекла, легированные наночастицами металлов. Они привлекательны своими уникальными нелинейно-оптическими и спектрально-люминесцентными свойствами, в том числе ярко выраженными размерными эффектами наночастиц и эффектом поверхностного плазмонного резонанса (ППР), которые позволяют применять эти материалы для создания сверхбыстрых оптических переключателей, повышения эффективности генерации лазерных сред, создания плазмонных волноводных структур передачи информации и др. Наиболее интересны наночастицы золота, серебра и меди, т. к. в них ППР легко возбуждается и его полоса лежит в видимой области. Отметим, что, в отличие от меди и серебра, наноструктуры золота в стёклах, особенно молекулярные кластеры, практически не изучены ввиду сложности введения золота в стеклообразную матрицу. В данной работе исследовано влияние молекулярных кластеров и наночастиц золота в фосфатных стёклах на спектрально-люминесцентные свойства ионов эрбия.

В работе были исследованы стёкла на основе системы $\text{K}_2\text{O}-\text{BaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{P}_2\text{O}_5$, активированные 0,003 мол.% Au, 1 мол.% Er, 0,003 мол.% Au и 1 мол.% Er. Для изучения кинетики формирования молекулярных кластеров и наночастиц золота, а также их влияния на спектрально-люминесцентные свойства ионов эрбия, спектры поглощения и люминесценции образцов регистрировались непосредственно в процессе термической обработки при температурах 400, 490 и 550 °С и их инертного охлаждения до комнатной температуры. Для этого образцы помещались в термоячейку с кварцевыми окнами, в качестве источника излучения использовалась комбинированная дейтериево-галогеновая лампа AvaLight-DHc (Avantes), приемником излучения служил волоконный спектрометр для ближнего УФ и видимого диапазонов ULS-2048L (Avantes). Возбуждение люминесценции производилось лазером с длиной волны излучения 532 нм, а регистрация излучения в диапазоне длин волн 900-1700 нм волоконным спектрометром Red-WaveNIR-25 (StellarNet).

В работе показано, что формирование молекулярных кластеров и наночастиц золота влияет на спектрально-люминесцентные свойства исследованных стекол, легированных ионами Er^{3+} . Так, например, молекулярные кластеры золота, формирующиеся преимущественно при 400 °С, способны усиливать люминесценцию ионов Er^{3+} , что, по-видимому, объясняется переносом энергии. Плазмонные наночастицы золота, рост которых наблюдался при температурах 490 и 550 °С, приводят к снижению интегральной интенсивности люминесценции эрбия, что связано с поглощением возбуждающего излучения.

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВИДЕОЭНДОСКОПИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Мачихин А.С.*, **, Горевой А.В.*, **, *, Батшев В.И.*, **, ***,
Хохлов Д.Д.*, **, Наумов А.А.*, ****

* Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

** Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

*** МГТУ имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Рассмотрена задача измерения геометрических и спектральных характеристик труднодоступных объектов с помощью видеоэндоскопических зондов. Для их реализации предложено использовать миниатюрную стереоскопическую систему совместно со спектрально перестраиваемым источником света. Показано, что спектральная визуализация позволяет повысить качество изображений и точность геометрических измерений. Собран макет такого видеоэндоскопического зонда. Продемонстрирована его эффективность на примере измерения свойств различных тест-объектов.

В процессе биомедицинских и промышленных эндоскопических исследований важно не только осуществлять визуальный анализ состояния наблюдаемой поверхности, но и оценивать размеры объектов интереса. Для этого используются различные методы, основным из которых является стереоскопический. При этом регистрация широкополосных (цветных) стереоизображений далеко не всегда позволяет выявить и контрастно отобразить исследуемый объект и, как следствие, измерить его геометрические параметры с приемлемой точностью.

Методом повышения эффективности видеоэндоскопических измерений является регистрация спектральных стереоскопических изображений. Если выделяемая длина волны света связана с физическими или химическими характеристиками элемента объекта, то структура изображения будет отображать (визуализировать) распределение этих характеристик. Выделение излучения на разных длинах волн возможно за счет перестройки спектра источника, что позволяет, во-первых, настроиться на тот спектральный интервал, где исследуемый объект наблюдается наиболее контрастно (метод «spectral imaging»), и повысить точность геометрических измерений [1], а, во-вторых, путем последовательной спектральной перестройки измерить спектры отражения во всех точках поля зрения (метод «reflectance spectroscopy»). В настоящей работе описана разработанная авторами видеоэндоскопическая система. В ее основе лежит формирование стереоскопических изображений с помощью призмочно-линзовой оптической системы, их регистрация в произвольных узких спектральных интервалах, восстановление формы наблюдаемых объектов и определение их геометрических и спектральных характеристик. Спектральная селекция обеспечена акустооптическим электронно-перестраиваемым фильтром в канале подсветки. Для получения трехмерной модели и измерений используются разработанные авторами алгоритмы, основанные на оригинальной математической модели этой оптической системы [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-19-01355.

1. A. Machikhin, A. Gorevoy, D. Khokhlov, A. Naumov, *Proc. SPIE*, **106770**, № 106770F (2018).

2. А.В. Горевой, А.С. Мачихин, Д.Д. Хохлов, В.И. Батшев, В.А. Калошин, А.М. Перфилов, Дефектоскопия, **9**, 44-53 (2017).

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЭНДОВАЗАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ КОАГУЛЯЦИИ ВАРИКОЗНЫХ ВЕН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ 2-МКМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**Артемов С.А., Беляев А.Н., Бушукина О.С., Костин С.В., Ляпин А.А.,
Рябочкина П.А., Таратынова А.Д., Хрущалина С.А.**

Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, г.
Саранск, Россия

Представлены результаты экспериментов *in-vivo* по проведению эндовазальной лазерной коагуляции вен овец с использованием лазерного излучения двухмикронной области спектра.

Варикозная болезнь вен является распространенным заболеванием. Одним из эффективных методов ее лечения является эндовазальная лазерная коагуляция (ЭВЛК). Данный метод основан на тепловом эффекте, возникающем вследствие взаимодействия лазерного излучения с биологической тканью. Важную роль при этом играет выбор длины волны лазерного излучения, поскольку наличие в тканях специфических хромофоров обуславливает избирательное поглощение излучения в определенных диапазонах длин волн. Так, излучение лазерных аппаратов для ЭВЛК, работающих на длинах волн 0.81, 0.98 мкм, соответствует полосе поглощения гемоглобина, а излучение с длинами волн 1.32-1.56 мкм – поглощению воды. Для достижения эффекта коагуляции при применении излучения с указанными длинами волн требуются значения мощности 15-20 Вт [1-7] и 10-12 Вт [7-10], соответственно.

Использование столь высоких значений мощности при реализации ЭВЛК на практике может приводить к ряду осложнений, обусловленным повреждением перивенозных тканей. Снижение мощности излучения лазеров, работающих в области 1.5 мкм, обусловлено более эффективным поглощением воды в данном спектральном диапазоне. Поскольку излучение данного спектрального диапазона проходит меньший путь в биоткани, его использование для ЭВЛК позволяет сократить степень повреждения окружающих тканей по сравнению с использованием излучения в области 0.81-0.98 мкм.

В связи с этим, дальнейшее снижение мощности лазерного излучения является актуальной задачей и представляет как научный, так и практический интерес для исследователей. Данная задача может быть решена путем использования лазерного излучения двухмикронного спектрального диапазона, также соответствующего поглощению воды. Так как величина поглощения воды в данном диапазоне превышает аналогичную величину для области 1.5 мкм, то для реализации ЭВЛК с применением 2-мкм лазерного излучения потребуются меньшие значения его мощности, и следовательно, процедура будет сопровождаться меньшим повреждением перивенозных тканей.

Нами были реализованы эксперименты *in-vitro* с использованием изолированных сегментов вен человека, в ходе которых продемонстрирована принципиальная возможность применения излучения $\text{LiYF}_4:\text{Tm}$ лазера с длиной волны 1.885 мкм для ЭВЛК [11]. Было показано, что коагуляция вен происходит при значениях мощности излучения, соответствующих 3-5 Вт.

В ходе настоящей работы с использованием указанного излучения нами была осуществлена серия экспериментов *in-vivo* по проведению ЭВЛК вен овец с последующим контролем послеоперационной динамики заживления. Методом УЗИ было подтверждено, что мощность лазерного излучения, необходимая для коагуляции венозного сосуда овцы, составляет 1.5-4.1 Вт. В результате сравнительного анализа гистологических срезов фрагментов вен, изъятых непосредственно после проведения

процедуры ЭВЛК, было выявлено, что наименьшее повреждение околососудистых тканей наблюдается при использовании излучения мощностью 1.5 Вт. При значении мощности излучения, равном 4.1 Вт, наблюдаются значительные повреждения тканей, окружающих сосуд. Таким образом, данное значение мощности является избыточным для процедуры ЭВЛК вен овец.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ_мк, № проекта 18-29-20039.

1. <http://www.milon.ru>.
2. H.S. Kim, I.J. Nwankwo, K. Hong, P.S.J. McElgun, *Cardiovasc. Intervent. Radiol.*, **29**, 64-69 (2006).
3. T.M. Proebstle, T. Moehler, D. Gül, S. Herdermann, *Dermatol. Surg.*, **31**, 1678–1684 (2005).
4. R.J. Min, N. Khilnani, S.E. Zimmet. *J. Vasc. Interv. Radiol.*, **14**, 991–996 (2003).
5. P.E. Timperman, M. Sichlau, R.K. Ryu, *J. Vasc. Interv. Radiol.*, **15**, 1061–1063 (2004).
6. M. Vuylsteke, K. Liekens, P. Moons, S. Mordon, *Vasc. Endovasc. Surg.*, **42(2)**, 141-149 (2008).
7. R.A. Weiss, M.A. Weiss, S. Eimpunth, S. Wheeler, S. Udompunterak, K.L. Beasley, *Las. Surg. Med.*, **47**, 156-160 (2015).
8. A.L. Sokolov, K.V. Liadov, M.M. Lutsenko, S.V. Lavrenko, A.A. Liubimova, G.O. Verbitskaya, G.O. Minaev, *Angiol. Sosud. Khir.*, **15(1)**, 69-76 (2009).
9. F. Pannier, E. Rabe, J. Rits, A. Kadiss, U. Maurins, *Phlebology*, **26**, 35-39 (2011).
10. J. Almeida, E. Mackay, J. Javier, J. Mauriello, J. Raines, *Vasc. Endovas. Surg.*, **43(5)**, 467-472 (2009).
11. A.N. Belyaev, A.N. Chabushkin, S.A. Khrushchalina, O.A. Kuznetsova, A.A. Lyapin, *Las. Med. Sci.*, **31(3)**, 503-10 (2016).

МУЛЬТИМОДАЛЬНАЯ МНОГОФОТОННАЯ МИКРОСКОПИЯ МОЗГА

Почечуев М.С.*,***, Ланин А.А.*,**,*****, Чеботарев А.С.*,
Кельмансон И.В.******, Федотов А.Б.*,**

Белоусов В.В.****, и Желтиков А.М. *,**,***,****,*******

*Физический факультет, Международный лазерный центр, МГУ
имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**Факультет физики и астрономии, Техасский университет A&M,
Колледж-Стейшен, г. Техас, США

***Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

****Казанский Квантовый Центр, г. Казань, Россия

*****Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, Россия

*****Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А.
Овчинникова, РАН, Москва, Россия

Многофотонная микроскопия позволяет получать информацию с субклеточным разрешением в непрозрачных тканях на глубинах порядка нескольких длин рассеяния излучения накачки. Совмещение нескольких нелинейно-оптических модальностей, таких как безмаркерные методы генерации второй и третьей гармоники, а также двух- и трехфотонной микроскопии возбуждения флуоресценции позволяет существенно повысить информативность метода.

За последние два десятилетия методы микроскопии, базирующиеся на нелинейно-оптических эффектах, получили широкое распространение в задачах визуализации с субклеточным пространственным разрешением целого ряда биологических объектов. В задачах исследования мозга наибольшую популярность приобрел метод микроскопии двухфотонного возбуждения флуоресценции [1]. Несмотря на то что наибольшая глубина визуализации достигается с использованием специальных флуоресцентных маркеров, ввиду их высокой яркости, особый интерес представляют безмаркерные методы, основанные на генерации гармоник и автофлуоресценции тканей, поскольку подходят для клинических применений [2].

В данной работе мы демонстрируем, что совмещение микроскопии генерации второй и третьей гармоник, а также многофотонной микроскопии как экзогенных флуоресцентных маркеров, так и эндогенных хромофоров позволяет получать большое количество информации в глубине рассеивающей ткани мозга. В частности, удается маркерным и безмаркерным методом визуализировать нейроны (рис.1) и основные глиальные клетки мозга – астроциты (рис.2) [4], а также коллагеновые волокна и кровеносные сосуды. Показано, что процессы третьей степени по интенсивности, а именно генерация третьей гармоники и трехфотонное возбуждение флуоресценции, достаточно эффективны для получения качественных изображений, при условии подходящего источника накачки, с длиной волны, попадающей в окно прозрачности биологических тканей [3].

Для проведения мультимодальной многофотонной микроскопии использовалось излучение двух лазерных источников (рис.3а): титан-сапфирового лазерного генератора, генерирующего импульсы с длительностью 90-фс, энергией 30 нДж, с частотой повторения 76 МГц и возможностью перестройки в диапазоне 700-980 нм, и лазерного генератора сверхкоротких импульсов на кристалле Cr:Forsterite формирующего 70-фс-импульсы с энергией до 20 нДж на длине волны 1250 нм с частотой повторения 29 МГц. Запись сигнала производилась в обратном направлении. В качестве образцов использованы фиксированные и свежие срезы мозга крысы.

Получено разрешение близкое к дифракционному пределу, с учетом нелинейности процесса (рис.3б-в)

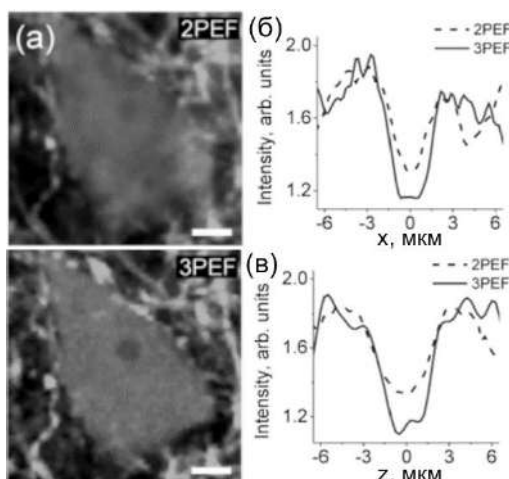


Рис. 1. (а) Флуоресцентные изображения нейрона помеченного сенсором SynHer3s при двух- и трехфотонной визуализации; сравнение профилей интенсивности проведенных через ядрышко нейрона при двух- (штриховая) и трехфотонной (сплошная) визуализации

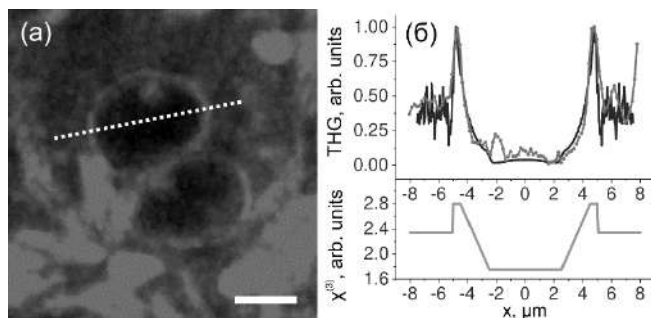


Рис. 2. (а) Изображение астроцитов в сигнале генерации третьей гармоники; (б) экспериментальный профиль сигнала третьей гармоники (серая кривая) и расчетный (черная), в предположении распределения нелинейности $\chi^{(3)}$, представленной на нижнем графике

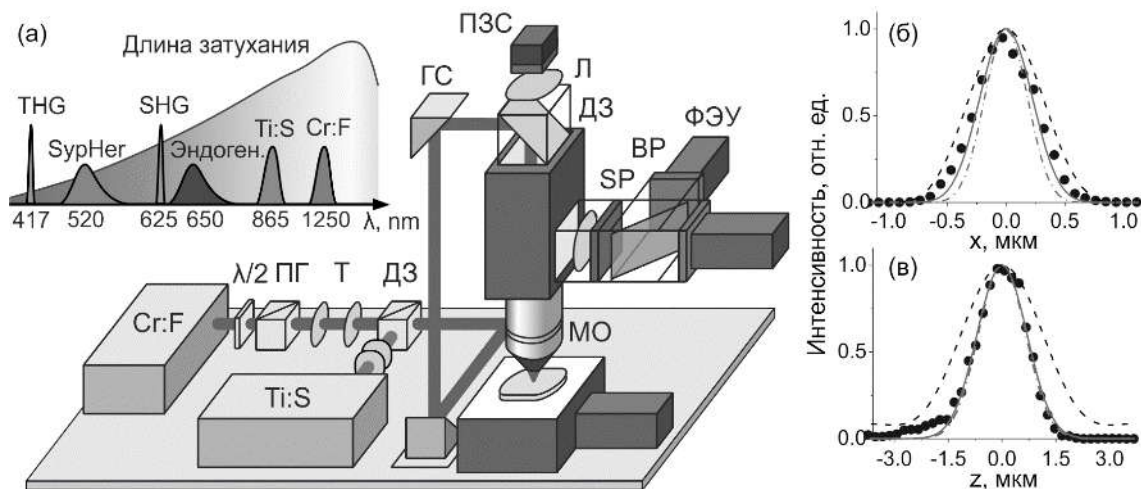


Рис.3. (а) Схема установки для мультимодальной нелинейной лазерно-сканирующей микроскопии мозга; Функция размытия точки вдоль оси x (б) и z (в) измеренная на полистироловом шарике диаметром 0,5 мкм (закрашенные круги – эксперимент, сплошная кривая – расчет)

Работа выполнена при поддержке грантов РФФ № 18-72-10094 и РФФИ № 18-32-00892.

1. F. Helmchen, W. Denk, *NatureMethods*, **2**, 932–940 (2005).
2. T. Le Thuc et al, *J. of Biomedical Optics*, **12**(5), 054007 (2007).
3. N.G. Horton et al. *Nature Photonics*. **7**(3), 205–209 (2013).
4. M.S. Pochechuev, A.A. Lanin, I.V. Kelmanson, D.S. Bilan, D.A. Kotova, A.S. Chebotarev, V. Tarabykin, A.B. Fedotov, V.V. Belousov, A.M. Zheltikov, *Optics Letters*, **44**, №12, 3166-3169 (2019).

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ТУЛИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР

Колегов А.А., Софиенко Г.С.

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина», г. Снежинск, Россия

Проведено экспериментальное исследование импульсно-периодического тулиевого волоконного лазера с пассивным затвором. Полученные параметры лазера позволяют его использовать для литотрипсии.

Тулиевые волоконные лазеры стали популярны благодаря их спектру излучения, который лежит в области от 1900 нм до 2100 нм. Они находят применение в таких направлениях как медицина (лазерные хирургические аппараты) [1-4], накачка гольмиевых активных элементов [5], которые имеют обширное применение в медицине [6] и в лидарных системах [6]. Наиболее востребованы тулиевые лазеры в медицине.

Излучение в области спектра 2 мкм обладает хорошими режущими свойствами, малой зоной теплового повреждения и хорошей коагуляцией. Лазеры мощностью до 40 Вт успешно используются для остеоперфорации, в геникологии, проктологии и сосудистой патологии. В последнее время стали использоваться спросом лазеры с мощностью излучения 50-120 Вт в урологии для трансуретальной энуклеации простаты и литотрипсии (дробление камней в организме человека). Наилучший эффект последних двух операций (как и большинства других) с использованием лазерного излучения наблюдается при использовании импульсно-периодического режима излучения. Такой режим может быть достигнут с помощью модуляции излучения источников накачки активного волокна лазера или с помощью модуляции добротности резонатора. В последнем случае лазер имеет малые массогабаритные характеристики и высокую пиковую мощность излучения. Как показали исследования [7], хороший клинический эффект наблюдается при использовании излучения со следующими параметрами: длительность импульса 100 нс, частота следования импульсов 100 кГц, средняя мощность излучения 10 Вт. Излучение с указанными характеристиками можно получить в тулиевом волоконном лазере с пассивной модуляцией добротности. Концептуальная схема лазера представлена на рисунке.

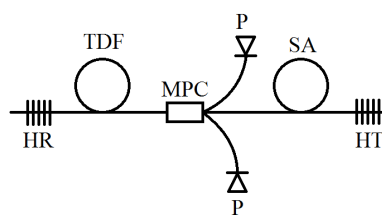


Рисунок. Схема лазера

В представленной на рисунке схеме достигнута генерация излучения с необходимыми для проведения операций параметрами.

1. I.A. Abushkin, et al., *Proc. of SPIE*, **8926**, 89263Q1-89263Q11, (2014).
2. I.A. Abushkin, et al., *Proc. of SPIE*, **8565**, 85650V1-85650V7, (2013).
3. R. Thomas, et al. *World J. Urol*, **28**, 45–51, (2010).
4. В.А. Серебряков, и др., *Опт. ж.*, **12**, 3-13, (2015).
5. В.А. Серебряков, и др., *Опт. ж.*, **12**, 17-24, (2016).
6. K. Scholle, et al., *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, 471-500, (2010).
7. В.А. Замятина, и др., *Радиофотоника*, **4**, 20-35, (2015).

РАДУЖНЫЕ ГОЛОГРАММЫ ИЗ ТРАГАКАНТОВОЙ КАМЕДИ

Торопова А.П., Фокина М.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрено время жизни и деградация дифракционных решеток из трагакантовой камеди при хранении в различных условиях. Радужные голограммы из трагакантовой камеди, изготовленные методом наноимпринта, могут использоваться для маркировки пищевых и фармацевтических продуктов.

В данном исследовании рассматривалась возможность использования трагакантовой камеди для формирования радужных голограмм. Трагакантовая камедь – продукт, получаемый из смолы бобовых деревьев рода Астрагал, имеющий форму порошка кремового цвета, хорошо растворимый в воде. Трагакантовая камедь является полисахаридом, состоящим из смеси фруктовых кислот, и традиционно применяется в пищевой промышленности в качестве стабилизатора, загустителя, покрытия [1].

Трагакантовая камедь является хорошим пленкообразователем, имеет коэффициент пропускания 60-75% в области 350-900нм, что позволяет рассматривать ее в качестве оптического полимера. Образцы радужных голограмм был сделаны методом наноимпринта из водного раствора [2]. В качестве мастер-штампа использовалась дифракционная решетка с периодом 600 л/мм.

Для полученных образцов произведена оценка дифракционной эффективности как отношения интенсивности в первом порядке дифракции к интенсивности излучения, падающего на образец. Дифракционная эффективность образцов, измеренная в день изготовления составила порядка 8%, и уменьшилась до 3% спустя 2 года при хранении в нормальных условиях при температуре не выше 25°C и влажности не более 50%, что показывает возможность применения трагакантовой камеди для маркировки продуктов длительного хранения, поскольку радужный эффект наблюдается без применения дополнительного освещения в течении всего срока хранения.

Проведенные исследования показали, что дифракционные решетки из трагакантовой камеди чувствительны к условиям хранения. Были рассмотрены три модельных варианта условий хранения: 1 – температура – 35°C, влажность 10%; 2 - температура – 35°C, влажность 99%; 3 – температура – 5°C, влажность 50%. Наиболее чувствительна дифракционная решетка к повышенной влажности, так в условиях 99% влажности визуальный эффект перестает наблюдаться через месяц (дифракционная эффективность падает более, чем в 20 раз).

Результаты исследования показали, что трагакантовая камедь может передавать и сохранять дифракционный рельеф более двух лет при хранении в нормальных условиях, однако под действием влажности дифракционный рельеф разрушается за месяц. Радужные голограммы из трагакантовой камеди могут быть нанесены на поверхности пищевых и фармацевтических продуктов в качестве маркировки и датчика, сигнализирующего о воздействии влажности.

1. A. Yokoyama, K.R. Srinivasan, H.S. Fogler, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 126, No. 1, November 1988. – P. 141-149

2. А.П. Торопова, М.И. Фокина, Голография. Наука и практика : XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов. — Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. – С. 219-221

МУЛЬТИМОДАЛЬНАЯ БЕЗМАРКЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ НЕЙРОНОВ, АСТРОЦИТОВ И ГЛИОВАСКУЛЯРНОГО ИНТЕРФЕЙСА МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

Чеботарев А.С.* , Ланин А.А.* ,*** ,**** , Почечуев М.С.* ,*****,
Кельмансон И.В.***** , Белоусов В.В.***** ,

Федотов А.Б.* ,*** ,**** , Желтиков А.М. * ,** ,*** ,**** ,*****

*Физический факультет, Международный лазерный центр, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**Факультет физики и астрономии, Техасский университет A&M, Колледж-Стейшен, г. Техас, США

***Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия

****Казанский Квантовый Центр, г. Казань, Россия

*****Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, Россия

*****Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова, РАН, Москва, Россия

Продемонстрирована возможность безмаркерной визуализации нейронов, астроцитов и глиоваскулярного интерфейса в мозге крысы с помощью комбинации микроскопии генерации гармоник и многофотонной микроскопии эндогенных хромофоров. Предложен метод разделения нейронов и астроцитов.

В биофотонике широко распространены методы нелинейно-оптической микроскопии, благодаря возможности визуализации сильно рассеивающих тканей, таких как мозг [1]. Особого внимания заслуживают методы, использующие эндогенные источники контраста, так как пригодны не только для фундаментальных биологических исследований, но и для клинических применений [2]. Наиболее изученными клетками нервной системы являются нейроны. Однако, важным объектом являются также и глиальные клетки, называемые астроцитами. Исторически, астроциты считались простыми клетками поддержки, формирующие мозг и контролирующие гемато-энцефалический барьер. Однако, как показывают последние исследования, глиальные клетки являются одним из основных агентов межклеточной коммуникации и обработки информации и играют важную роль в функционировании мозга в нормальном и патологическом состояниях [3].

В настоящей работе показано, что объединение микроскопии генерации гармоник и многофотонной микроскопии эндогенных хромофоров позволяет безмаркерным образом визуализировать нейроны и астроциты. В наших экспериментах образцами служили фиксированный и живой срезы мозга крысы. Для визуализации использовался лазерный генератор сверхкоротких импульсов на кристалле Cr:Forsterite формирующий 70-фс-импульсы с энергией до 20 нДж на длине волны 1250 нм с частотой повторения 29 МГц. Запись сигнала производилась в обратном направлении.

Основным источником сигнала при микроскопии генерации третьей гармоники (ГТГ) являются богатые липидами миелиновые оболочки аксонов, заполняющие все поле зрения. На этом фоне тела клеток видны как темные области, в следствии отсутствия ГТГ-сигнала при фокусировке в однородную среду (рис.1(а), рис. 2(а)). Для распознавания нейронов и астроцитов использовались образцы с селективно мечеными клетками с помощью генетически кодируемого флуоресцентного сенсора SurHer (рис. 1(б), рис.2(б)).

Безмаркерное разделение клеток возможно благодаря различному размеру сомы, определяемому из ГТГ-изображений (рис.3). Помимо различий в размерах, для

астроцитов характерна значительно более яркая ядерная мембрана, в то время как нейроны содержат большое количество маленьких органелл хорошо различимых в канале автофлуоресценции на 650 нм (рис.1(с)) [4]. Описанные особенности могут быть использованы для создания автоматических алгоритмов безмаркерного распознавания и анализа клеток.

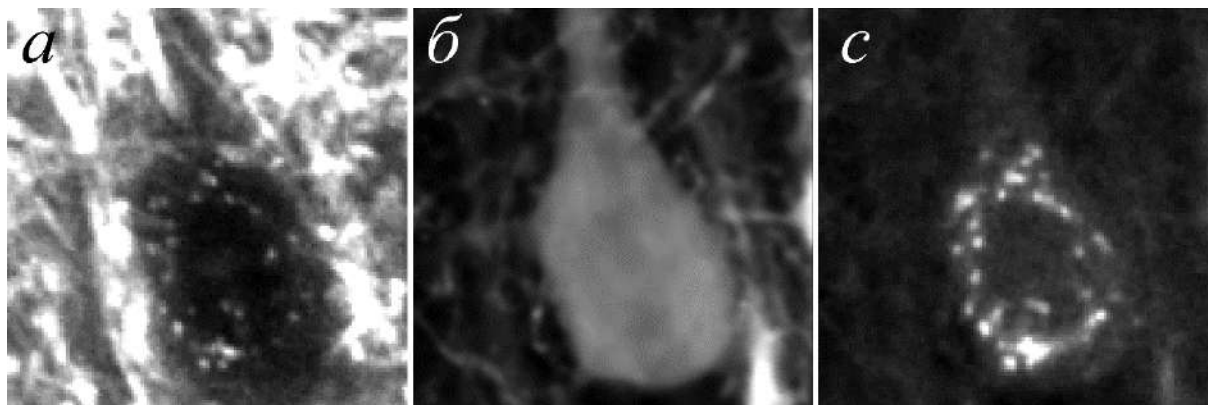


Рис.1. Мозг крысы, меченный зеленым флуоресцентным сенсором *SypHer*, локализованный в нейронах. (а) Сигнал третьей гармоники; (б) двухфотонное возбуждение сенсора *SypHerTi:S*-лазером; (с) двухфотонное возбуждение эндогенных хромофоров, регистрируемое на 650 нм

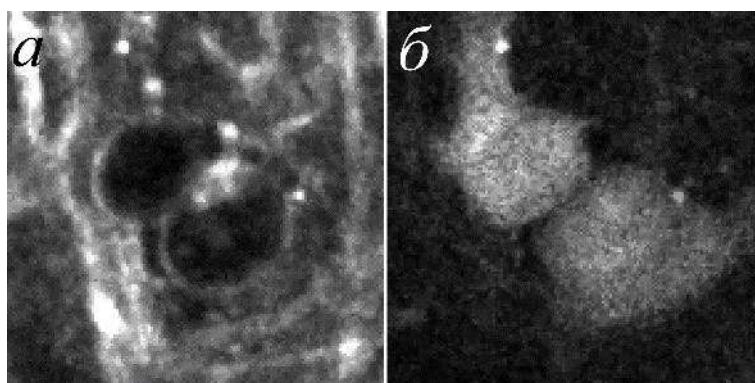


Рис. 2. Мозг крысы, меченный зеленым флуоресцентным сенсором *SypHer*, локализованный в астроцитах. (а) Сигнал третьей гармоники; (б) двухфотонное возбуждение сенсора *SypHerTi:S*-лазером

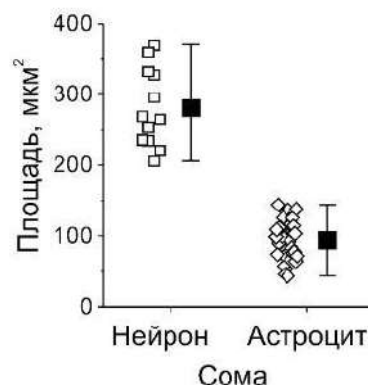


Рис. 3. Сравнение площади сомы нейронов и астроцитов

В дополнении, существует возможность безмаркерной визуализации кровеносных сосудов. Микроскопия генерации второй гармоники (ГВГ) позволяет визуализировать коллагеновые стенки сосудов, а кровеносные тельца способны генерировать высокий сигнал третьей гармоники. Большой ГТГ-сигнал от эритроцитов мы объясняем резонансным усилением ГТГ благодаря линии поглощения гемоглобина на 410 нм, что близко к длине волны третьей гармоники *Cr:F*-лазера (417 нм). Одновременная безмаркерная визуализация нейронов, астроцитов и кровеносных сосудов открывает дорогу к лучшему пониманию их взаимодействия в живом организме.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ (проект № 18-72-10094, № 17-12-01533) и РФФИ № 18-32-20191.

1. E.E. Hoover, J.A. Squier, *Nature Photonics*, **7**, 93-101 (2013).
2. R.K. Jain, L.L. Munn, D. Fukumura, *Nature Reviews Cancer*, **2**, 266-276 (2002).
3. B.S. Khakh, M.V. Sofroniew, *Nature Neuroscience*, **18**, 942-952 (2015).
4. M.S. Pochechuev, A.A. Lanin, I.V. Kelmanson, D.S. Bilan, D.A. Kotova, A.S. Chebotarev, V. Tarabykin, A.B. Fedotov, V.V. Belousov, A.M. Zheltikov, *Optics Letters*, **44**, №12, 3166-3169 (2019).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЛИМФОЦИТОВ КРОВИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПРОТОЧНОЙ ЦИТОФЛУОРИМЕТРИИ

**Левешко Т.А., Смолянская О.А., Кравценюк О.В., Серебрякова М.К.,
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия**

Проточная цитофлуориметрия - это метод исследования дисперсных сред в режиме поштучного анализа элементов дисперсной фазы по сигналам светорассеяния и флуоресценции. [1]. В то же время анализаторы этого типа имеют достаточно высокую производительность (время анализа 2 мин) и достоверность результатов анализа. Более строгие требования предъявляются ко времени обработки измеренных значений рассеяния света на отдельных частицах при сохранении точности измерений. Работы, описанные в научной литературе, связанные с разработкой методов анализа отдельных частиц, демонстрируют некоторые возможности использования рассеяния света при определении морфологических характеристик отдельных частиц. Однако метод подгонки теоретических расчетов к экспериментальным результатам, используемый в большинстве из них, требует много времени и вряд ли будет широко использоваться в высокоскоростном анализе частиц. Поэтому представляется важным дальнейшее совершенствование методов расчета параметров частиц по данным рассеяния света (обратная задача рассеяния света). В то же время новые методы должны характеризоваться коротким временем оценки параметров (1-10 мс в проточной цитофлуориметрии) и достаточной точностью.

Данная работа описывает метод создания программного продукта для анализа экспериментальных данных, полученных при исследовании периферической крови человека при помощи проточной цитофлуориметрии. Программы, уже установленные на проточном цитометре не отвечают поставленным задачам по анализу динамики изменения количества клеток, окрашенных флуоресцентным красителем CFSE в зависимости от количества пройденных клеточных циклов. Дополнительные программы немногочисленны, их стоимость высока и они не производятся на территории Российской Федерации. Следовательно, возникает необходимость создания собственного программного обеспечения для достижения целей и задач исследований.

В качестве цели исследования была поставлена разработка программы для анализа пролиферативной активности лимфоцитов периферической крови человека.

В задачи исследования входило создание программы расчета снижения флуоресценции красителя CFSE в зависимости от количества пройденных клеточных циклов на основании собственных данных.

РАЗРАБОТКА КЮВЕТЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ОБРАЗЦОВ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ В РЕЖИМЕ НА ПРОПУСКАНИЕ

Аксенова Ю.К., Екимова Н.Ю., Гаврилова П.Г., Трухин В.Н.,
Смолянская О.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Терагерцовая спектроскопия (ТГц) является актуальной на сегодняшний день областью исследования. В этом диапазоне получены спектры различных веществ в разном агрегатном состоянии. Сообщается об исследовании ТГц спектров веществ в жидком, твердом, газообразном состоянии, а также в виде прессованных таблеток и объектов без специальной подготовки (мягкие и твердые ткани, полимеры, слои краски, объектов культурного наследия и др.) [1,2].

Целью настоящей работы являлась разработка кюветы для проведения исследования ТГц спектров различных веществ в жидком состоянии. Особый акцент в работе сделан на применении данной кюветы для анализа плазмы крови человека. Для достижения этой цели необходимо было учитывать несколько факторов. Прежде всего, материал, из которого сделана кювета, должен быть прозрачен в исследуемом диапазоне длин волн, также он не должен иметь собственных спектральных линий. Материал, из которого изготовлена кювета, не должен вступать в химические реакции с исследуемым веществом. Должно учитываться, что при измерении ТГц спектров в режиме на пропускание происходит затухание прошедшего сигнала полярными молекулами воды [2,3].

В настоящей работе была рассмотрена теоретическая модель распространения импульсного ТГц излучения в системе «окно кюветы – объект – окно кюветы» с учетом многократных переотражений на границах раздела сред, а также френелевского отражения.

Выбраны оптимальные схемы кюветы для исследования жидких объектов и материалы, которые могут использоваться в качестве окон кюветы. Была разработана конструкция кюветы для исследования объектов в режиме на пропускание и исследованы ТГц спектры некоторых материалов, которые могут быть использованы в качестве материала окон кюветы. В работе исследовались такие материалы как: лавсана из листов неокрашенного и голубого полиэтилентерефталата (ПЭТ), рентгеновской пленки (ПЭТ со слоем эмульсии) и пластинки из слюды, а также плазмы крови больных бронхолегочным раком.

1. E. Abraham, A. Younus, J.C. Delagnes, P. Mounaix, Non-invasive investigation of art paintings by terahertz imaging // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 2010. V. 100. №3. P. 585–590.

2. W. Zouaghi, M.D. Thomson, K. Rabia, R. Hahn, V. Blank, H.G. Roskos // *Eur. J. Phys.* 2013. V. 34. №6. P. S179.

3. O.A. Smolyanskaya, O.V. Kravtsenyuk, A.V. Panchenko, E.L. Odlyanitskiy, J.P. Guillet, O.P. Cherkasova, M.K. Khodzitsky, Study of blood plasma optical properties in mice grafted with Ehrlich carcinoma in the frequency range 0.1–1.0 THz // *Quantum Electron.* 2017. V. 47. №11. P. 1031–1040.

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО МЕТОДОМ ИК ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИИ

Лыкина А.А., Черепанов К.В.*, Артемьев Д.Н.*, Смолянская О.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева, г. Самара, Россия

В работе представлены предварительные результаты исследований по определению концентраций белковых фракций альбумина в водном растворе с использованием инфракрасной Фурье спектроскопии. В качестве объекта исследования использовался белковый препарат человеческого альбумина, который является важнейшим компонентом плазмы крови. Предварительно был проведен анализ оптических материалов, применяемых в инфракрасной Фурье спектроскопии в качестве кювет.

В качестве модели плазмы крови широко изучается раствор альбумина человеческого [1-3], структура которого обуславливает его свойства связывать ионы и большие молекулы и, следовательно, осуществлять транспорт и регулировать состав крови [4]. Контроль уровня альбумина в крови, в том числе спектральными методами, стал предметом ряда исследований [5,6]. Целями настоящего исследования стала разработка методологии для исследования проб человеческого альбумина различной концентрации средствами инфракрасной Фурье-спектроскопии (ИК ФС). Также, в ходе исследования были определены наиболее оптимальные оптические материалы кювет и предметных стекол, применяемых при трансмиссионном способе получения ИК спектров поглощения препаратов альбумина.

Спектры пропускания биологических образцов, подложек для кювет и предметных стекол были получены с помощью ИК-спектрометра ShimadzuIRPrestige-21 в режиме MIR (в средней ИК-области). Регистрировались спектральные данные в диапазоне от 500 до 5000 см^{-1} с усреднением по 20-ти сканированиям для каждого цикла измерений при спектральном разрешении в 1 см^{-1} .

В эксперименте использовался медицинский препарат раствора альбумина человеческого (код анатомо-терапевтической-химической классификации- B05AA01). Исследуемое вещество в жидком виде помещали между стеклами, образующими стенки кюветы, сухие пробы, полученные при высыхании раствора, располагались на поверхности одиночного предметного стекла. Предварительно был проведен анализ оптических материалов потенциально способных применяться для изготовления кювет и предметных стекол для ИК спектроскопии препаратов альбумина. Оптические материалы исследовались по пяти основным параметрам: прозрачность в исследуемом спектральном диапазоне (средний ИК диапазон), потери на Френелевское отражение (значение показателя преломления), гигроскопичность (водорастворимость оптического материала), токсичность, распространенность (стоимость). Исследованию подверглись пять групп материалов: фториды (CaF_2 , LiF); халькогениды (ZnSe), оксиды (SiO_2 , Al_2O_3), элементарные полупроводники (Ge , Si), специальные соли (KBr , NaCl , TlBr (TlCl)).

Спектральному анализу подверглись водные растворы альбумина различных концентраций (10-100 г/л с шагом 10 г/л). Было установлено, что широкие полосы поглощения воды в диапазонах (1400-1800 см^{-1} , 1950-2800 см^{-1} и 2900-3800 см^{-1}) в значительной мере затрудняют наблюдение специфичных пиков поглощения альбумина, поэтому исследование сухих проб является более информативным. Зафиксированы наиболее значимые специфичные пики поглощения альбумина (1320 см^{-1} (колебания группы Амид II), 1405 см^{-1} и 1460 см^{-1} (деформационные колебания $-\text{NH}_3$), 1550 см^{-1} и 1660 см^{-1} (деформационные колебания $-\text{NH}_3$), 2960 см^{-1}

¹(растяжению СО-связи группы Амид I) и 3310 см⁻¹ (сгибание NH-связи группы Амид II)). Установлено, что при высоких концентрациях альбумина сухая проба кристаллизуется (в виде поликристалла), что, в некоторой степени, снижает точность определения концентрации (возможно, это связано с повышением уровня светорассеяния или неравномерностью по толщине пленки). Наиболее оптимальными оптическими материалами для исследования альбумина были признаны монокристаллический CaF₂ (относительно широкий спектральный диапазон пропускания 0,13-10 мкм, малые потери на Френелевское отражение, малая водорастворимость) и поликристаллический CVD-ZnSe (широчайший диапазон пропускания 0,5-20 мкм, малая водорастворимость, доступность материала). После проведения серий экспериментов с помощью регрессионных методов был проведен подробный анализ полученных данных и расчет погрешностей результатов.

1. K.V. Abrosimova, O.A. Shulenina, S.P. Paston, *J. Phys.: Conf.*, **769**, №012016, 1-6, (2016).
2. C. Petibois, K. Gionnet, M. Goncalves, A. Perromat, M. Moenner, G. Deleris, *Analyst*, **131**, 640-647, (2006)
3. M. Chudzik, M. Maciazek-Jurczyk, B. Pawelczak, A. Sulkowska, *Molecules*, **22**, 1-14, (2017).
4. E.B. Hanlon, R. Manoharan, T.W. Koo, J.T. Motz, M. Fitzmaurice, J.R. Kramer, I. Itzkan, R.R. Dasar, M.S. Feld, *Phys. Med. Biol.*, **45**, 1-59 (2000).
5. V. Erukhimovitch, M. Talyshinsky, Y. Souprun, M. Huleihel, *Vibrational Spectroscopy*, **40**, 40-46, (2006).
6. A.A. Lykina, D.N. Artemyev, *Proc. SPIE*, **10716**, 1-9 (2017)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ СПЕКТРОВ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ, ПОКРЫТЫХ ЛЕКАРСТВЕННЫМ ПРЕПАРАТОМ

Баранова А.А.*, Трухин В.Н.*,**, Гаврилова П.Г.*, Гареев К.Г.***,
Королев Д.В.****, Смолянская О.А.*

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,
Россия

*** Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

**** Национальный медицинский исследовательский центр имени В. А.
Алмазова, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе был смоделирован вклад магнитных наночастиц (МНЧ), покрытых оболочкой из органических молекул (глюкозы) в диэлектрические свойства прессованных таблеток, состоящих из полиэтилена и наночастиц. Экспериментально изучена возможность использования терагерцового излучения для спектральной диагностики МНЧ на основе оксида железа в биологически инертной оболочке из диоксида кремния, нагруженного лекарственным средством с глюкозой.

Важной проблемой клинической медицины в настоящее время является исследование возможных методов доставки лекарств в зону ишемии [1]. Это можно сделать, используя магнитные наночастицы (МНЧ) на основе оксида железа и контролируя их движение вдоль кровеносного сосуда в области поражения с помощью внешнего магнитного поля [2]. ТГц спектроскопия наночастиц с адсорбированными органическими и биологическими молекулами может позволить оценить эффективность доставки лекарственного средства данным методом [3].

Использовались МНЧ двух типов: наночастицы магнетита (МНЧ1) и коллоидные частицы на основе оксида железа и кремния (МНЧ2). Форма и размер МНЧ были оценены с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) с использованием прибора JEM-1400 STEM с катодом эмиссии поля (JEOL, Япония). Удельную поверхность МНЧ1 определяли по упрощенному методу БЭТ на установке Клячко-Гурвича. В обоих случаях (МНЧ1, МНЧ2) можно было идентифицировать оболочку, которой покрыты наночастицы. Толщина этой оболочки составляет 5–7 нм. Обработанные глюкозой МНЧ1 представляют собой наночастицы с индивидуальными оболочками. МНЧ2, напротив, представляют собой глобулы размером от 20 до 100 нм, при этом оболочкой покрыты кластеры из нескольких отдельных частиц.

Таблетки для экспериментального исследования готовили следующим образом: наночастицы тщательно смешивали с 0,1 г полиэтилена в агатовой ступке, так что каждая таблетка содержала 1,0% от общей массы порошка МНЧ. Сухая смесь прессовали в таблетку в течение 1 минуты под давлением 100 бар. Диаметр составлял 10 мм, в то время как измеренная толщина таблеток составляла примерно 1,20–1,32 мм.

Измерения проводились с использованием установки THz-TDS. В качестве излучения использовался фемтосекундный лазер на основе титан-сапфирового лазера, который использовался для генерации ТГц-излучения и его обнаружения. Длина оптического импульса фемтосекундного лазера составляла 15 фс, средняя длина волны составляла 800 нм, а частота следования импульсов составляла 80 МГц при средней мощности ~ 0,65 Вт. Выходной луч лазера был разделен на два луча: импульс накачки и зондирующий импульс. Когерентное ТГц излучение получали путем возбуждения пленки InAs, выращенной на подложке GaAs.

Расчеты основаны на использовании формул для пропускания электромагнитного излучения через поглощающую среду. Показано, что показатель преломления n имеет слабую дисперсию, и его значение составляет около 1,4–1,5 в данном спектральном диапазоне. Показатель преломления n и коэффициент поглощения α имеют в спектральной области 1,7 ТГц особенность, аналогичную таковой для полиэтилена в этой области.

1. D.V. Korolev, M.M. Galagudza, I.S. Uskov, V.B. Ostashev, I.V. Aleksandrov, M. V. Afonin, and E.A. Umenushkina, “Basis for using magnetic nanoparticles for directed delivery of medicines to an ischemic skeletal muscle,” *Biotekhnosfera***19(1)**, 2–6 (2012).

2. P.V. Kharitonskii, K.G. Gareev, S.A. Ionin, V.A. Ryzhov, Yu.V. Bogachev, B.D. Klimenkov, I.E. Kononova, and V.A. Moshnikov, “Microstructure and magnetic state of Fe₃O₄-SiO₂ colloidal particles,” *J. Magn.***20(3)**, 221–228 (2015).

3. O.A. Smolyanskaya, N.V. Chernomyrdin, A.A. Konovko, K.I. Zaytsev, I.A. Ozheredov, O.P. Cherkasova, M.M. Nazarov, J.-P. Guillet, S.A. Kozlov, Y.V. Kistenev, J.-L. Coutaz, P. Mounaix, V.L. Vaks, J.-H. Son, H. Cheon, V.P. Wallace, Y. Feldman, I. Popov, A.N. Yaroslavsky, et al., “Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids,” *Prog. Quantum Electron.* **62**, 1–77 (2018)

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА Z-СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ

Мельник М.В., Воронцова И.О., Исмагилов А.О., Путилин С.Э.,
Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведен анализ применимости известного метода Z-сканирования для расчета коэффициента нелинейного показателя преломления с использованием широкополосного ТГц излучения различной длительности. Произведено сравнение результатов численной апробации метода со стандартной теоретической моделью метода для монохроматического излучения. Показано, что в то время как для ТГц импульсов большой длительности результаты численного расчета метода Z-сканирования хорошо коррелируют с аналитической моделью, а в случае длительности ТГц импульсов 3 периода и менее имеет место ошибка в оценке коэффициента нелинейного показателя преломления, которая растет с дальнейшим уменьшением длительности импульса или увеличением толщины исследуемой среды.

В настоящее время активно исследуется направление нелинейной терагерцовой (ТГц) оптики [1, 2], благодаря развитию систем генерации ТГц излучения высокой интенсивности [3]. Одним из основных параметров, характеризующих нелинейность поляризационного отклика среды под воздействием излучения высокой интенсивности, является коэффициент ее нелинейного показателя преломления n_2 [4]. Этот коэффициент определяется из соотношения

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

где n – нелинейный показатель преломления, n_0 – его линейная часть, I – интенсивность излучения, которое в определении (1) предполагается монохроматическим. Теоретическая работа [5] предсказала, что значение нелинейного отклика материалов в ТГц спектральном диапазоне может не несколько порядков превосходить аналогичные значения для видимого и ближнего ИК диапазонов. Так, например, в работе [2] была приведена косвенная экспериментальная оценка n_2 в ТГц диапазоне спектра для кристалла ниобата лития, которая оказалась значительной и составила около 10^{-11} см²/Вт, а в работе [6] экспериментально показано, что для плоской струи воды n_2 в ТГц диапазоне частот составляет 7×10^{-10} см²/Вт, что на 6 порядков больше, чем для видимого диапазона.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию применимости метода Z-сканирования [7] для оценки n_2 изотропных прозрачных материалов с кубической нелинейностью при использовании широкополосного ТГц излучения из малого числа колебаний.

На рисунке 1 представлены результаты численного моделирования типичных кривых метода Z-сканирования [8]. Они представляют собой зависимость пропускания через закрытую апертуру (T) от положения образца (z) для следующих параметров: центральная длина волны $\lambda_0 = 0,3$ мм, пиковая интенсивность в каустике (а) $I_0 =$

$3,1 \times 10^8$ Вт/см², (б) $I_0 = 8,3 \times 10^8$ Вт/см², длительность $\tau_0 = 0,3; 1; 4$ пс, толщина исследуемого образца (кристалл ZnSe) $L = 0,3$ мм. Значение $n_2 = 4 \times 10^{-11}$ см²/Вт [9]. Как видно из рисунка, полученные кривые качественно аналитической кривой Z-сканирования [8]. Стоит отметить, что уменьшение длительности импульса приводит к ухудшению соответствия между моделированием и аналитическим выражением, что приводит к ошибке расчета n_2 . Так для импульса длительностью $\tau_0 = 0,3$ пс количественного соответствия между кривыми нет и погрешность определения n_2 по этим данным составляет больше 70%.

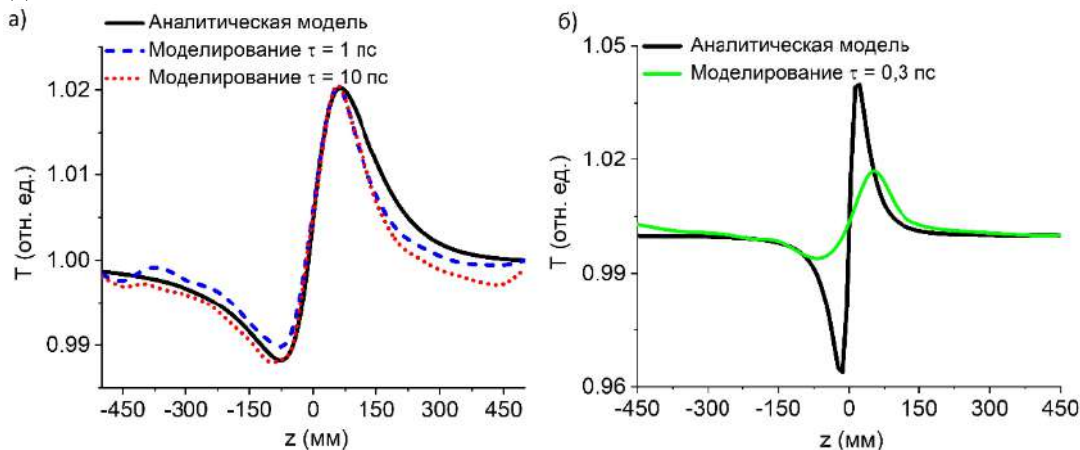


Рисунок. Кривые, полученные при моделировании метода Z-сканирования и их сравнение с аналитической моделью (черная кривая) для импульсов длительностью (а) 1, 10 пс и (б) 0,3 пс

1. D. Nicoletti, A. Cavalleri, *Advances in Optics and Photonics*, **8**, №3, 401, (2016).
2. C.L. Korpa et al., *Journal of Physics B*, **49**, №3, 035401, (2016).
3. X. C. Zhang, A. Shkurinov, Y. Zhang, *Nature Photonics*, **11**, №1, 16, (2017).
4. R.W. Boyd, *Handbook of Laser Technology and Applications (Three-Volume Set)*, Taylor & Francis, 161, (2003).
5. K. Dolgaleva et al., *Physical Review A*, **92**, №2, 023809, (2015).
6. A.N. Тсупкин et al., *Optics express*, **27**, №8, 10419 (2019).
7. M.V. Melnik et al., *Scientific Reports*, **9**, 9146 (2019).
8. M. Sheik-Bahae et al., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **26**, 760 (1990).
9. A. Тсупкин et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **82**, 1547 (2018).

ВЫСОКАЯ КУБИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВОДЫ В ШИРОКОПОЛОСНОМ ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Жукова М.О., Цыпкин А.Н., Мельник М.В., Воронцова И.О.,
Путилин С.Э., Козлов С.А., Жанг Кси-Ч. *

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* University of Rochester, Rochester, USA

В данной работе исследуется коэффициент нелинейного показателя преломления воды в широкополосном терагерцовом спектральном диапазоне частот методом Z-сканирования. Теоретически показано, что ионный колебательный вклад в восприимчивость третьего порядка воды в ТГц диапазоне спектра намного больше, чем типичный электронный для нелинейностей в оптическом диапазоне. Экспериментально полученный коэффициент $n_2 = 7 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{Вт}$ воды на 6 порядков выше, чем для видимого и инфракрасного диапазонов.

Терагерцовый (ТГц) частотный диапазон стал активной областью исследований благодаря своим перспективным применениям. Недавние достижения привели к появлению широкополосных источников ТГц излучения высокой интенсивности ($10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$ или выше) [1], что позволяет наблюдать нелинейные эффекты в этом спектральном диапазоне [2]. Важнейшим параметром, характеризующим нелинейность отклика материала в поле интенсивных волн, является коэффициент его нелинейного показателя преломления n_2 . Существует ряд различных методов оценки n_2 . Наиболее распространенным является Z-скан метод [3]. Этот метод был первоначально разработан для монохроматического излучения. Однако он также применим в случае фемтосекундного импульсного излучения с широким спектром [4]. Было показано, что данный подход может быть использован и для широкополосного ТГц излучения [2, 5].

В данной работе произведена оценка коэффициента нелинейного показателя преломления n_2 различны сред как оптических, так и жидких с использованием теоретического подхода, описанного в работе [6]. Эта подход учитывает вклад в ТГц-нелинейности в средах колебательного отклика, который оказывается на несколько порядков больше, чем типичные электронные отклики. Эта модель предполагает, что природа нелинейности показателя преломления оптических сред в ТГц диапазоне спектра обусловлена ангармонизмом молекулярных колебаний.

Прогнозируемое значение n_2 , для воды в низкочастотном диапазоне составило $n_2 = 5,0 \times 10^{-10} \text{ см}^2/\text{Вт}$, что на 6 порядков выше, чем для видимого и инфракрасного диапазонов. Теоретические оценки коэффициента n_2 колебательной природы для жидкостей показывают, что квадратичная нелинейность ангармонических колебаний каждой молекулы определяет основной вклад в кубическую нелинейность поляризационного отклика этих изотропных сред.

Также в работе произведено прямое измерение коэффициента нелинейного показателя преломления воды для широкополосного импульсного ТГц излучения с помощью традиционного метода Z-сканирования. Поскольку этот метод работает только с плоскопараллельными образцами, использовалась плоская падающая струя воды, которая создавалась специальным соплом. Поток струю контролировался насосом и гидроаккумулятором, настройка параметров системы позволяла добиться ламинарного полотка течения жидкости. Скорость ламинарного потока была достаточной для полного обновления воды в зоне взаимодействия при частоте повторения лазера 1 кГц. Экспериментальная установка для измерения n_2 струи жидкости была основана на высокоинтенсивном источнике ТГц-излучения TERA-AX. Схема установки приведена на рисунке 1.

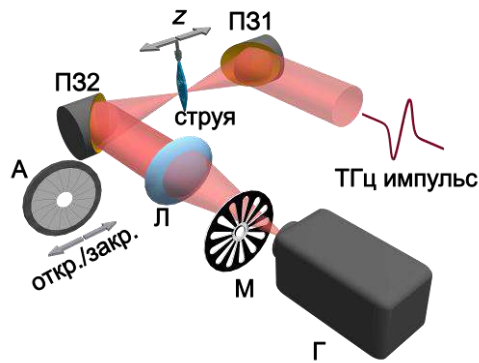


Рис. 1. Схема экспериментальной установки терагерцового Z-сканирования. ПЗ1, ПЗ2 – параболические зеркала, А – апертура, Л – линза, М – оптический модулятор, Г – ячейка Голея

Энергия ТГц импульса составляла 400 нДж, длительность импульса составляла 0,5 пс, а ширина спектра составляла от 0,1 до 2,5 ТГц. Импульсное ТГц излучение фокусировалось и коллимировалось двумя параболическими зеркалами (ПЗ1 и ПЗ2). Пространственный размер ТГц излучения на выходе генератора составил 25,4 мм. Диаметр каустики составлял 1 мм (FWHM), а интенсивность излучения ТГц-пучка 10^8 Вт/см². Плоская струя воды перемещалась вдоль области каустики с помощью моторизованного линейного транслятора. Струя воды имела толщину 0,1 мм и была ориентирована вдоль нормали к падающему излучению. Для определения коэффициента нелинейного показателя преломления использовались кривые Z-сканирования, измеренные с закрытой апертурой, продемонстрированные на рисунке 2.

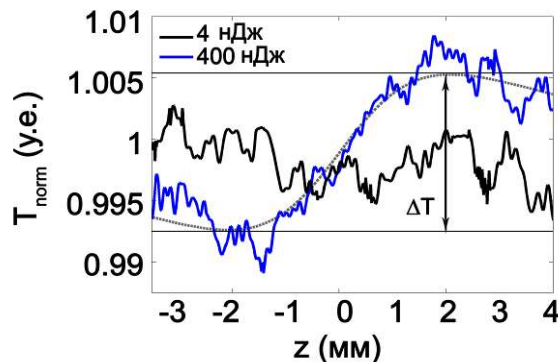


Рис. 2. Кривые Z-сканирования для струи воды толщиной 0,1 мм, измеренной с закрытой апертурой для значений энергии ТГц излучения 4 нДж и 400 нДж. $\Delta T = 0,013$ - дифференциал кривой Z-сканирования

Полученное в ходе эксперимента значение коэффициента нелинейного показателя преломления для воды в ТГц диапазоне частот составило $n_2 = 7,0 \times 10^{-10}$ см²/Вт. Этот результат хорошо согласуется с теоретическими оценками, приведенными выше.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ проект №19-02-00154.

1. M. Shalaby, C. Hauri, *Nature Communications*, **6**, 5976 (2015).
2. A. Tsykin, et al. *Optics express*, **27**, 10419-10425 (2019).
3. M. Sheik-Bahae et al. *IEEE journal of quantum electronics*, **26**, 760-769 (1990).
4. X. Zheng et al., *Optics Letters*, **40**, 3480 (2015).
5. M. Melnik, et al., *Scientific Reports*, **9**, 9146 (2019).
6. K. Dolgaleva et al., *Physical Review A*, **92**, 023809 (2015).

**МОДИФИЦИРОВАННЫЕ ДВУМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА
ОСНОВЕ ГРАФЕНА ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С
РАЗРЕШЕНИЕМ ВО ВРЕМЕНИ**

Шабан П.С., Жукова М.О., Балдычева А.*, Цыпкин А.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* University of Exeter, Exeter, UK

В данной работе исследуются характеристики образцов однослойного, малослойного и многослойного графена на стеклянной подложке в терагерцовом спектральном диапазоне. Приведены результаты экспериментов по пропусканию и отражению образцов на лабораторном терагерцовом спектрометре с разрешением во времени, а также моделирование пропускания. Модификации двумерного слоистого материала путем изменения количества слоев и введением примесей и добавлением металлических структур изменяет свойства образцов, что может быть использовано для создания терагерцовых компонентов.

Экстремально тонкие материалы могут иметь свойства, довольно сильно отличающиеся от свойств своих трехмерных аналогов. Это является причиной повышенного внимания к созданию и изучению свойств двумерных (2D) материалов в поисках новых технологических решений для создания компонентов и устройств для различных спектральных диапазонов, включая терагерцовый (ТГц) диапазон. [1] В настоящее время графен наиболее активно изучается, так как он выглядит перспективным для плазмоники, оптоэлектроники и применения метаматериалов [2-3] в терагерцовом диапазоне частот. Для реализации этих приложений необходимо хорошее понимание оптических свойств графена в этом диапазоне частот [4-5].

Образцы были изготовлены в Центре Наук о Графене в Университете Эксетера. Все образцы графена (однослойные SLG, несколько слоев (5-6 атомных слоев) – FLG, и многослойные (50-60 атомных слоев) – MLG) были синтезированы на металлических катализаторах с использованием системы химического осаждения из газовой среды и метана в качестве источника углерода. После роста металлический катализатор вытравливался, и слои графена переносились на стеклянную подложку толщиной 1 мм. В работе исследуются образцы графена, толщиной в 1, 5 и 50 атомных слоев.

Измерения пропускания и отражения проводятся в диапазоне частот 0,2 – 0,8 ТГц методом терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени (на основе фемтосекундного лазера (центральная длина волны 1050 нм, длительность импульса 100 фс, энергия импульса 70 нДж, частота повторения 70 МГц); средняя мощность терагерцового излучения 30 мкВт, длительность импульса ~1,8 пс) [5]. Изучается пропускание при нормальном падении излучения на образец и отражение под углом 45°. Схема экспериментальной установки и геометрия измерений приведены на рисунке 1.

В работе также производится моделирование пропускания различного количества слоев графена на подложке на различных терагерцовых частотах с использованием среды ComsolMultiphysics. На рисунке 2 приведены карты пропускания на различном расстоянии от источника и образца терагерцового излучения (частота 0,5 ТГц, мощность 1,2 мкВт) при нормальном падении на подложку из стекла (8 мкм, на рис.2 обозначено голубым цветом) со слоями графена общей толщиной 200 нм.

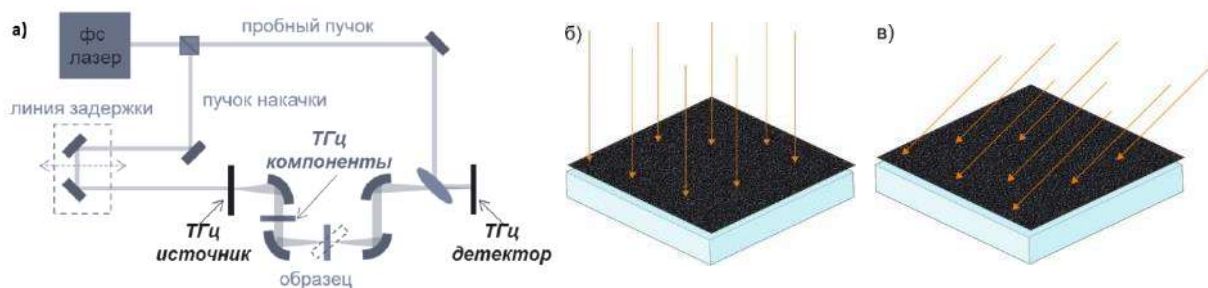


Рис. 1. а) Схема экспериментальной установки. Стеклаянная подложка со слоями графена б) нормальное падение, в) падение под углом 45 градусов

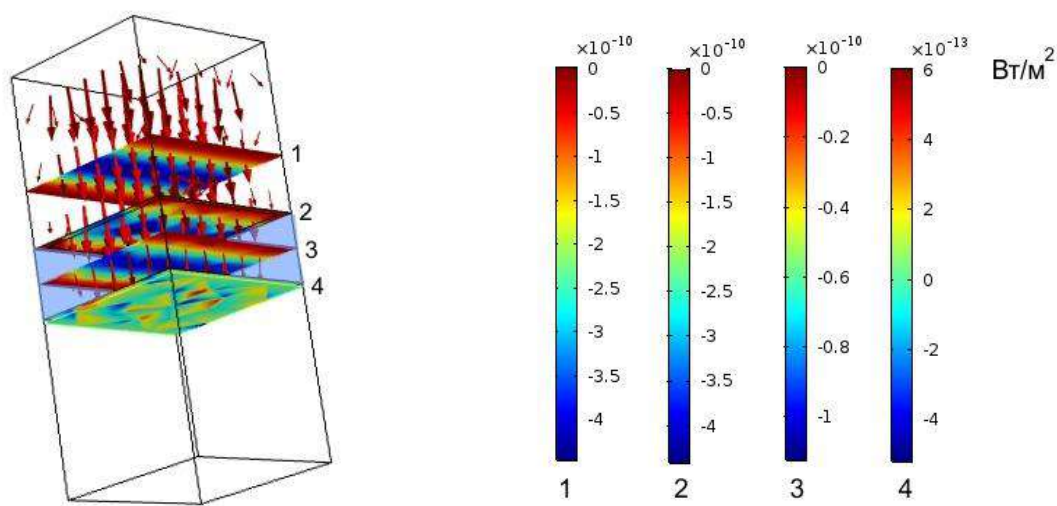


Рис. 2. Карты пропускания терагерцового излучения на разных расстояниях от источника

Анализ полученных экспериментальных результатов по пропусканию и отражению широкополосного терагерцового излучения позволяет извлечь параметры двумерных слоистых образцов различных конфигураций. Эти данные можно использовать для моделирования пропускания новых модификаций и составов слоистых материалов в терагерцовом диапазоне. Данное исследование позволит частично решить проблему нехватки эффективных ТГц компонентов.

1. A. Rogalski, M. Kopytko, and P. Martyniuk, *Appl. Phys. Rev.*, vol. 6, no. 2, 2019.
2. P. Kang, K.H. Kim, H.G. Park, and S.W. Nam, *Light Sci. Appl.*, vol. 7, no. 1, 2018.
3. Y. Fan *et al.*, *Adv. Opt. Mater.*, vol. 7, no. 3, pp. 1–14, 2019.
4. F. Vandrevala, A. Karmakar, J.M. Jornet, and E. Einarsson, *41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves*, pp. 2–3.
5. M.O. Zhukova *et al.*, *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 3, 2019.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ ZnSe ЖЕЛЕЗОМ И НЕОДИМОМ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НАКАЧКА-ЗОНДИРОВАНИЕ

Набилкова А.О., Жукова М.О., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследуется динамика возбужденных состояний и оптические свойства поликристаллов селенида цинка, легированных Fe и Nd, с различной концентрацией, измеренные методом фемтосекундной спектроскопии накачка-зондирование в видимом и ближнем ИК диапазонах (400-1000 нм). Введение легирующих примесей позволяет контролировать оптические свойства образцов, которые затем можно использовать для создания эффективных оптоэлектронных компонентов для широких спектральных диапазонов.

Полупроводниковые кристаллы, кристаллизующиеся в зависимости от условий выращивания в структуре сфалерита (цинковой обманки) или вюртцита, с широкой запрещенной зоной являются перспективными и эффективными материалами для различных оптоэлектронных применений. Селенид цинка прозрачен в широком спектральном диапазоне, является химически инертным, высокочистым продуктом, который эффективен для многих оптических применений благодаря своей низкой объемной потере, высокой устойчивости к тепловому удару и стабильности практически во всех средах. ZnSe с различными легирующими добавками является перспективным материалом для высокоэффективных перестраиваемых [1] и импульсных [2] лазеров среднего инфракрасного диапазона. Он также используется для приложений спинтроники [3] и генерации импульсного терагерцового излучения [4-5], а также электрооптического детектирования излучения ТГц диапазона [6]. Для понимания свойств получаемых легированных кристаллов необходимо исследовать процессы рекомбинации и оптические свойства синтезированных материалов. Для получения характеристики динамики возбужденного состояния можно использовать метод накачки-зондирования с временным разрешением, который позволяет исследовать изменение оптической плотности образца после возбуждения импульсом накачки.

В данной работе мы исследуем динамику возбужденных состояний и оптические свойства поликристаллов селенида цинка, легированных Fe и Nd с различной концентрацией, измеренной с помощью метода фемтосекундной спектроскопии накачка - зондирование с использованием суперконтинуума в видимом и ближнем ИК-диапазонах (400-1000 нм).

Эксперименты проводились на пластинах ZnSe, легированных железом методом термодиффузии. Пластины были вырезаны из були, выращенной из расплава по методу Бриджмена в графитовых тиглях при давлении высокочистого аргона 100 атм. Загрузочный материал - ХОГФ-выращенный ZnSe с чистотой 99,9996 мас. %. Примеси Fe и Nd вводились в пластины ZnSe в квазизамкнутом кварцевом реакторе при температуре 1000°C. Первая группа образцов – это кристаллы ZnSe, легированные железом по всей толщине пластины. Концентрация железа, определяемая рентгеновским флуоресцентным методом, составила 0,23 мас.% и 0,15 мас.%. Вторая группа образцов – пластины ZnSe:Fe из первой группы, дополнительно легированные Nd с одной стороны. Поверхностная концентрация Nd составила 0,1 мас.%. Третья группа образцов состояла из пластин ZnSe, одновременно легированных Fe и Nd

методом термодиффузии. Поверхностная концентрация Fe и Nd составила соответственно 0,05 и 0,48 мас.%, 0,7 и 0,2 мас.%, 0,45 и 0,08 мас.%

Эксперименты проводились на установке накачка-зондирование с использованием суперконтинуума (СК), основанной на титан-сапфировом регенеративном усилителе Regulas 35F1K (Avesta), который выдает импульсы 800 нм с длительностью импульса 30 фс с энергией до 2,3 мДж и частота повторения 1 кГц. Генерация суперконтинуума происходила в струе воды толщиной 4 мм [7-8]. Спектры пропускания СК регистрируются на компактном спектрометре ASP-100M (200-1000 нм).

Для объяснения изменения в зонной структуре материалов после легирования ионами Fe и Nd, были получены спектры пропускания суперконтинуума сквозь образцы при накачке лазерным излучением на 800 нм. Мощность накачки варьировалась от 100 до 300 мВт, что соответствует интенсивности 3,6 и 10,9 ГВт/см² соответственно. Динамика индуцированных пиков поглощения от длины волны, извлеченная из различных энергетических зависимостей, помогает понять положения энергетических уровней в зонной структуре и перераспределение носителей в поликристаллах ZnSe с различной концентрацией легирующей примеси. Динамика положения пика поглощения от длины волны используется для извлечения дисперсии показателя преломления, как было показано в [8].

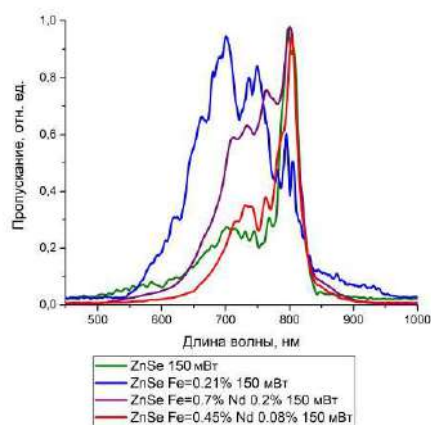


Рис. 1. Спектры пропускания суперконтинуума (нормированные) после возбуждения 150 мВт пучком накачки для образцов ZnSe

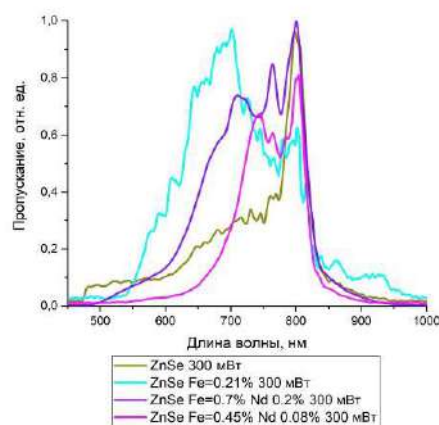


Рис. 2. Спектры пропускания суперконтинуума (нормированные) после возбуждения 300 мВт пучком накачки для образцов ZnSe

На рисунке 1 и 2 представлены спектры пропускания суперконтинуума (нормированные) после возбуждения пучком накачки образцов ZnSe, легированных Fe и Nd, с мощностью 150 мВт и 300 мВт. Можно заметить, что легирование ионами Fe образцов ZnSe увеличивает спектр пропускания в область меньших длин волн, а последующее введение ионов Nd смещает спектры пропускания в среднее положение между чистыми и Fe-легированными образцами. Увеличение мощности накачки также влияет на форму кривой проходящего спектра, но не так сильно, как в случае легирования.

1. A.E. Dormidonov, et.al., *Appl. Phys. B*, **122**, 211, (2016)
2. Y. Wang, T.T. Fernandez, et.al., *Opt. Express*, **25**, 25193, (2017)
3. M. Behloul, et.al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **419**, 233–9, (2016)
4. A.N. Тсупкин, et.al., *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.*, **82**, 1547, (2018)
5. X. Wu, et.al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **46**, 1497, (2007)

6. M. Zhukova, et.al., *J. Phys. Conf. Ser.*, **917**, 062021, (2017)
7. A.N. Tcypkin, et.al., *Appl. Opt.*, **55**, 8390, (2016)
8. M.O. Zhukova, et.al., *J. Phys. Conf. Ser.*, **1062**, 012009, (2018)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК СМЕСИ ДИСУЛЬФИДА ВОЛЬФРАМА (WS_2) И НИТРИДА БОРА (hBN) В ШИРОКОПОЛОСНОМ ТГц ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Опарин Е.Н., Жукова М.О., Балдычева А.*, Цыпкин А.Н

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*The University of Exeter, г. Эксетер, Великобритания

Исследуются оптические свойства тонких пленок, представляющих собой смеси дисульфида вольфрама (WS_2) и нитрида бора с гексагональной решеткой (hBN) на подложке из полиэтилентерефталата. Коэффициенты преломления и поглощения материала в широкополосном терагерцовом диапазоне частот (0,2–1 ТГц) получены методом ТГц спектроскопии с разрешением во времени. Продемонстрировано, что пропускание пленки hBN/WS_2 на подложке PET в ТГц диапазоне составило более 90%.

В последние десятилетия существенно возросла необходимость в высокоскоростных и широкополосных системах связи. С переходом беспроводных сетей от радиодиапазона к миллиметровым волнам, стало понятно, что для дальнейшего развития этой технологии, потребуется охват и других частей ЭМ спектра. Одним из возможных вариантов является переход в терагерцовый (ТГц) диапазон, сочетающий в себе возможности электронных и оптических технологий, что способствует разработке высокоскоростных средств коммуникаций [1].

В этой связи, сейчас особенно остро стоит вопрос разработки устройств, способных генерировать, модулировать и детектировать ТГц излучение. На этом поприще уже были достигнуты существенные успехи: разработаны новые способы генерации излучения [2], изучены множественные пути его модуляции [3]. Тем не менее, с целью достижения большой глубины модуляции и более широкого рабочего диапазона, исследователям и сейчас приходится разрабатывать новые материалы и структуры.

В частности, не так давно начали проводиться исследования, связанные с двумерными материалами (2D), такими как графен и тонкие пленки дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) [4]. К последним относится, например, дисульфид вольфрама (WS_2), монослой которого содержит один слой атомов вольфрама, расположенный между двумя плоскостями атомов серы. Малая толщина позволяет обойти ограничения, продиктованные поглощением света в материале [5], а уникальные свойства WS_2 обеспечивают ему модуляционные способности, значительно превосходящие существующие оптоэлектронные устройства, что открывает широкие возможности для его применения в ТГц спектрометрах и системах коммуникаций в качестве модулятора излучения [6]. Кроме того, в работе [7] была продемонстрирована возможность использования тонких пленок нитрида бора с гексагональной кристаллической решеткой (hBN) для повышения стабильности оптических свойств дисульфида молибдена – материала во многом аналогичного по структуре WS_2 .

Исходя из всего выше сказанного, было решено исследовать оптические свойства WS_2 в смеси с hBN в широкополосном ТГц диапазоне частот, что позволит учитывать полученные данные в дальнейших работах по разработке эффективных средств управления ТГц излучением.

Образцы представляют собой тонкие пленки толщиной порядка 50 нм, полученные методом отслоения в жидкой фазе от объемной формы кристаллов WS_2 и BN . В качестве подложки используется пластинка полиэтилентерефталата (PET) толщиной 1 мм. Такой выбор обоснован высокой прозрачностью PET в ТГц диапазоне.

Измерения проводились на лабораторной установке ТГц спектроскопии с разрешением во времени [5] в диапазоне от 0,2 до 1 ТГц. Временные формы сигналов представлены на рисунке 1. Длительность импульса составляет порядка 2,6 пс.

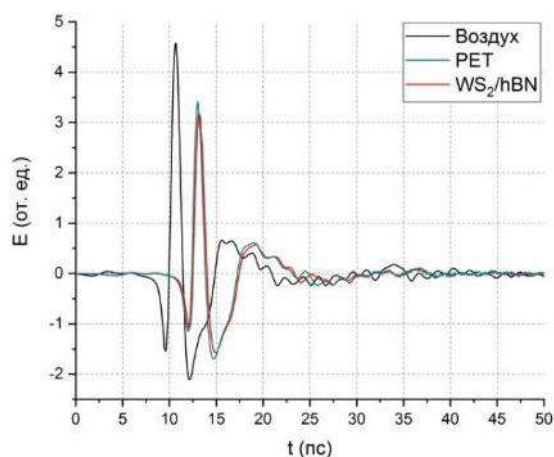


Рис. 1. ТГц импульсы, прошедшие через воздух, чистую подложку и подложку с тонкой пленкой

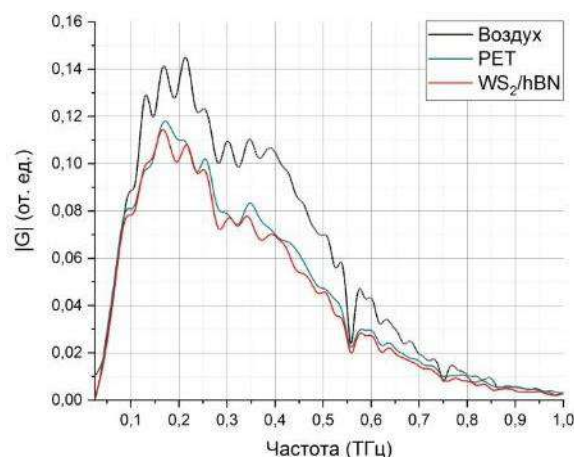


Рис. 2. Спектры ТГц импульсов, представленных на рис. 1

Спектр пропускания широкополосного ТГц излучения через образец смеси WS_2/hBN представлен на рисунке 2, а на рисунке 3 продемонстрирован ее показатель преломления. Во всех расчетах в качестве опорного сигнала был выбран импульс, прошедший через PET. Благодаря этому было исключено влияние подложки на полученные данные.

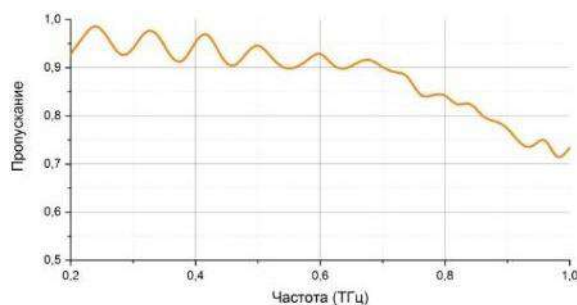


Рис. 3. Пропускание WS_2/hBN в ТГц диапазоне относительно подложки

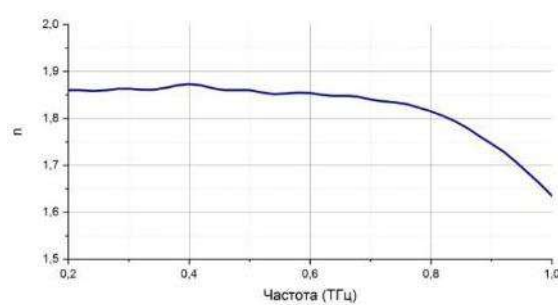


Рис. 4. Показатель преломления тонкой пленки WS_2/hBN в ТГц диапазоне

Показано, что пропускание образца превышает 90% в диапазоне от 0,2 до 0,7 ТГц. Это говорит о высокой прозрачности тонких пленок WS_2/hBN в указанном диапазоне частот. В тоже время, несмотря на незначительность фазовой задержки, вносимой пленкой в сигнал, WS_2/hBN обладает существенным показателем преломления, равным 1,85 в диапазоне 0,2–0,7 ТГц. Это значение превышает таковые для, например, полиметилпентена (1,46) или PET (1,65) – материалов широко использующихся для производства ТГц оптики. Следовательно, необходимо учитывать преломление излучения в WS_2/hBN при проектировании устройств, требующих большого числа слоев смеси.

1. I.Akyildiz, J.Jornet, C.Han // IEEE Wirel. Commun. **21**, 130–135.
2. A.N.Тсупкин et al. // 2018 Int. Conf. Laser Opt. IEEE. **71**, 364.
3. M.Rahm, J.S.Li, W.J. Padilla // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. **34**, 1–27.
4. J.P.Bird et al. // Proc. 4th ACM Int. Conf. Nanoscale Comput. Commun. **17**, 1–2.
5. M.O. Zhukova et al. // Nanoscale Res. Lett. Nanoscale Research Letters. **14**, 225.
6. D.-S.Yang, T.Jiang, X.-A.Cheng // Opt. Express. **25**, 16364.
7. M.K.L. Man et al. // Sci. Rep. NaturePublishingGroup. **6**, 20890.

ДИНАМИКА ПОЛЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ С ИНЕРЦИОННОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Арцер И.Р., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Выведено уравнение динамики поля параксиальных линейно поляризованных волн из малого числа колебаний терагерцового диапазона спектра в изотропных оптических средах с нелинейностью колебательной природы с учетом её дисперсии

Терагерцовое излучение уже активно используется на практике: в медицине для диагностики и терапии, для экологического мониторинга, контроля качества медицинских препаратов и пищевых продуктов [1], перспективны его применения при разработке будущих устройств связи по формату 6G [2]. Однако до сих пор актуальны задачи разработки высокоскоростных устройств управления параметрами терагерцового излучения. Такие устройства могут быть созданы на основе эффектов нелинейной оптики. В работах [3, 4] было показано, что нелинейность показателя преломления некоторых оптических материалов в терагерцовом спектральном диапазоне может быть гигантской. Ее природа объясняется резким увеличением в этом спектральном диапазоне вклада в общую нелинейность отклика вещества нелинейности молекулярных колебаний. В настоящей работе рассмотрена динамика поля импульсов терагерцового излучения в средах с нелинейностью колебательной природы.

Динамика поля параксиального линейно поляризованного излучения в изотропной диэлектрической среде с нелинейностью колебательной природы может быть описана следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \Delta_{\perp} E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2},$$

$$P = Nq \langle x \rangle, \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x + ax^2 + bx^3 = \alpha E, \quad (1)$$

где E – поле терагерцового импульса, P – поляризационный отклик среды на это поле, z – направление распространения излучения, Δ_{\perp} – поперечный лапласиан, t – время, c – скорость света в вакууме, N – количество молекулярных осцилляторов в единице объёма вещества, q – заряд колеблющейся частицы, x – отклонение этой частицы от положения равновесия, угловые скобки означают усреднение по объёму среды, γ – коэффициент затухания колебаний молекулярного осциллятора, ω_0 – частота его свободных колебаний, a и b – коэффициенты, характеризующие нелинейность молекулярных колебаний, α – коэффициент поляризации среды.

Далее будем считать взаимодействие излучения с веществом нерезонансным и полагать, что $\omega_0^2 \gg \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}, \gamma \frac{\partial x}{\partial t}, ax^2, bx^3$. Тогда третье уравнение в системы (1) методом последовательных приближений может быть сведено в нулевом приближении к виду

$$x^{(0)} = \frac{\alpha E}{\omega_0^2}, \quad (2)$$

в следующем приближении к виду

$$x^{(1)} = -\frac{1}{\omega_0^2} \left(\frac{\partial^2 x^{(0)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(0)}}{\partial t} + a \left(x^{(0)} \right)^2 + b \left(x^{(0)} \right)^3 - \alpha E \right) =$$

$$= -\frac{\alpha}{\omega_0^4} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial E}{\partial t} + aE^2 + bE^3 - \alpha E \right), \quad (3)$$

и в заключительном приближении, которое мы рассматриваем в данной работе, к виду

$$\begin{aligned} x^{(2)} &= -\frac{1}{\omega_0^2} \left(\frac{\partial^2 x^{(1)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(1)}}{\partial t} + a(x^{(1)})^2 + b(x^{(1)})^3 - \alpha E \right) = \\ &= \frac{\alpha}{\omega_0^6} \left[-\omega_0^4 E + \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} + \gamma \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \frac{a\alpha}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 E^2}{\partial t^2} + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} - \omega_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \right. \\ &+ \gamma \left(\frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \gamma \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{a\alpha}{\omega_0^2} \frac{\partial E^2}{\partial t} + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial E^3}{\partial t} - \omega_0^2 \frac{\partial E}{\partial t} \right) - \\ &- \frac{a\alpha}{\omega_0^4} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{a\alpha}{\omega_0^2} E^2 + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} E^3 - \omega_0^2 E \right)^2 + \\ &\left. + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^8} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{a\alpha}{\omega_0^2} E^2 + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} E^3 - \omega_0^2 E \right)^3 \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Далее ограничимся рассмотрением изотропных сред, для которых в результате усреднения по объёму соотношения (4) второе уравнение системы (1) примет вид

$$\begin{aligned} P &= \frac{Nq\alpha}{\omega_0^6} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\left\{ \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} + 2\gamma \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - \omega_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \gamma\omega_0^2 \frac{\partial E}{\partial t} \right\} + \right. \\ &+ \left\{ \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} + \frac{b\gamma\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{2a^2\alpha^2}{\omega_0^6} \left(E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma E^2 \frac{\partial E^3}{\partial t} - \omega_0^2 E^3 \right) + \right. \\ &\left. \frac{b\alpha^2}{\omega_0^8} \left(\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^3 + 3\gamma \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 \frac{\partial E}{\partial t} - 3\omega_0^2 E \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 - 6\gamma\omega_0^2 E \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \frac{\partial E}{\partial t} \right. \right. \\ &\left. \left. + 3\omega_0^4 E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 3\gamma\omega_0^4 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} - \omega_0^6 E^3 \right) \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

Из соотношения (5) видно, что квадратичная нелинейность молекулярных колебаний (характеризуемых коэффициентом a) определяет кубичную нелинейность поляризационного отклика изотропной среды и её дисперсии, так же, как и кубичная нелинейность молекулярных колебаний (характеризуется коэффициентом b).

Подставив выражение (5) в первое уравнение системы (1), получим искомое уравнение, описывающее динамику поля в нелинейной среде с нелинейностью колебательной природы вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \Delta_{\perp} E - \frac{1}{c^2} \cdot \left(1 + \frac{4\pi Nq\alpha}{\omega_0^2} \right) \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= \frac{4\pi Nq\alpha}{c^2 \cdot \omega_0^6} \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\left\{ \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} + 2\gamma \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - \omega_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \gamma\omega_0^2 \frac{\partial E}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} + \frac{b\gamma\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial E}{\partial t} - \right. \right. \\ &- \frac{2a^2\alpha^2}{\omega_0^6} \left(E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma E^2 \frac{\partial E^3}{\partial t} - \omega_0^2 E^3 \right) + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^8} \left(\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^3 + 3\gamma \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 \frac{\partial E}{\partial t} - \right. \\ &\left. \left. - 3\omega_0^2 E \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 - 6\gamma\omega_0^2 E \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \frac{\partial E}{\partial t} + 3\omega_0^4 E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 3\gamma\omega_0^4 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} - \omega_0^6 E^3 \right) \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

В выражении (6) слагаемые с первой степенью по полю E описывают дисперсию линейного показателя преломления, а слагаемые с третьей степенью – дисперсию нелинейного показателя преломления.

В приближении однонаправленного импульса [5] полное полевое уравнение может быть сведено к укороченному виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} - \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{4\pi N q \alpha}{\omega_0^2} \right)^{1/2} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{2\pi}{c N_0} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left\{ \frac{\partial^4 E}{\partial t^4} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2\gamma \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - \omega_0^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \gamma \omega_0^2 \frac{\partial E}{\partial t} \right\} + \left\{ \frac{b\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial^2 E^3}{\partial t^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{b\gamma\alpha^2}{\omega_0^4} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{2a^2\alpha^2}{\omega_0^6} \left(E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \gamma E^2 \frac{\partial E^3}{\partial t} - \omega_0^2 E^3 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{b\alpha^2}{\omega_0^8} \left(\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^3 + 3\gamma \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 \frac{\partial E}{\partial t} - 3\omega_0^2 E \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 6\gamma\omega_0^2 E \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \frac{\partial E}{\partial t} + 3\omega_0^4 E^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 3\gamma\omega_0^4 E^2 \frac{\partial E}{\partial t} - \omega_0^6 E^3 \right\} \right] = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

1. D.A. Smolyanskaya et al. Terahertz Biophotonics as a Tool For Studies of Dielectric and Spectral Properties of Biological Tissues and Liquids. *Progress in Quantum Electronics*, **62**, 1-77, (2018).

2. Y.V. Grachev et al. Wireless Data Transmission Method Using Pulsed THZ Sliced Spectral Supercontinuum. *IEEE Photonics Technology Letters*, 103-106, (2017).

3. K. Dolgaleva, R.W. Boyd, D.V. Materikina. S.A. Kozlov. Prediction of an Extremely Large Nonlinear Refractive Index For Crystals at Terahertz Frequencies. *Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **92**, № 2, 023809, (2015).

4. A.N. Тсупкин et al. High Kerr Nonlinearity of Water in the THZ Spectral Range. *Optics Express*, **27**, № 8, 10419-10425, (2019).

5. С.А. Козлов, В.В. Самарцев. Основы фемтосекундной оптики. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 292? (2009).

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ	3
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	3
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	31
КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ	39
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	39
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	91
КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ.....	119
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	119
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	156
НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ	184
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	184
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	217
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ.....	250
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	250
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	296
ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ	375
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	375
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	385
НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ, ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ	391
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	391
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ.....	395
ОГЛАВЛЕНИЕ	405

**Сборник трудов
XI Международной конференции
«Фундаментальные проблемы оптики – 2019»
Санкт-Петербург, 21-25 октября 2019
Под редакцией проф. С.А. Козлова**

Подписано в печать 15.10.2019

Тираж 300 экз. Заказ № 4242

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

ФПО-2019
Санкт-Петербург
21-25 октября 2019



ISBN 978-5-7577-0607-8



Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49