



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Х Международная конференция молодых ученых и специалистов

“ОПТИКА-2017”

16-20 октября 2017 года
Санкт-Петербург

СБОРНИК ТРУДОВ



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

**СБОРНИК ТРУДОВ
X МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ И СПЕЦИАЛИСТОВ
«ОПТИКА – 2017»**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
16-20 октября 2017



УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург
2017

ББК 22.34. Оптика
УДК 535

Сборник трудов X Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017». Санкт-Петербург. 16-20 октября 2017 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: Университет ИТМО, 2017. – 606 с.: с ил.

ISBN 978-5-7577-0565-1

Рецензенты:

Яшин Владимир Евгеньевич, д.ф.-м.н., начальник НО-1 "Лазерная физика", АО "ГОИ им. С.И. Вавилова".

Венедиктов Владимир Юрьевич, д.ф.-м.н., профессор кафедры лазерных измерительных и навигационных систем СПбГЭТУ «ЛЭТИ»

В сборник вошли труды X Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017», прошедшей 16-20 октября 2017 года.



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.

© Университет ИТМО, 2017
© Авторы, 2017

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

SCIENTIFIC APPLICATIONS OF OPTICAL FREQUENCY COMBS

Armin Exner

Menlo Systems, Munich, Germany

Optical frequency combs (FCs) from mode-locked femtosecond lasers have revolutionized the art of measuring the frequency of light. In this talk we will discuss three of the most exciting FC applications: Stability transfer of optical clocks, dual comb spectroscopy and spectrograph calibration for deep space observations. Ever increasing demand for stability and accuracy of time and frequency signals require improved oscillators and frequency references [1]. Today's best clocks rely on narrowband optical transitions and use a frequency comb as clockwork. Dual comb spectroscopy utilizes two FCs to record the absorption lines of a sample, see Fig.1. The dual comb spectroscopy is capable of taking broadband spectra at Hz resolution in a fraction of a second [2]. In astronomy the accuracy provided by the regularly spaced lines (or modes) of frequency combs opens up new pathways [3], such as the detection of Earth-like extrasolar planets or the direct observation of the accelerated cosmic expansion.

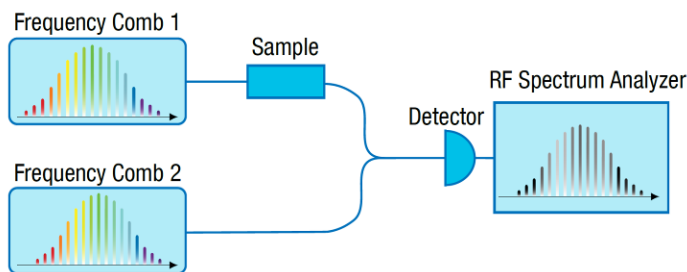


Fig. 1. Dual comb spectroscopy

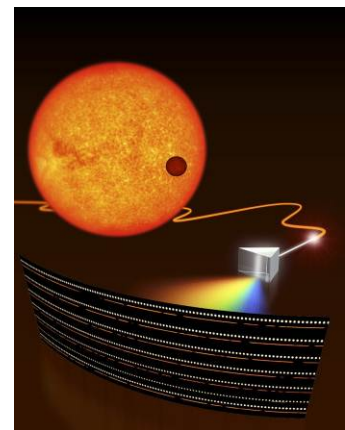


Fig. 2. Calibration of a spectrograph

1. W. Hänsel, H. Hoogland, M. Giunta, S. Schmid, T. Steinmetz, R. Doubek, R. Holzwarth, *Applied Physics B*, **123**(1), 41. (2017).
2. I. Coddington, N. Newbury, and W. Swann, *Optica*, **3**, 414-426, (2016).
3. R. A. Probst, et al. SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation. International Society for Optics and Photonics, (2016).

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ТГц ГЕТЕРОДИННЫЙ ПРИЕМНИК НА ОСНОВЕ NbN НЕВ СМЕСИТЕЛЯ И КВАНТОВО-КАСКАДНОГО ЛАЗЕРА В КАЧЕСТВЕ ГЕТЕРОДИНА

Анфертьев В.А.*, Третьяков И.В.*,**, Антипов С.В.**,
Вакс В.Л.*, Гольцман Г.Н.*,**

*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

**Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия

Представлен лабораторный макет ТГц приемника на основе смесителя на эффекте электронного разогрева в сверхпроводниковых пленках и гетеродина на квантовом каскадном лазере. Показана возможность создания гетеродинного ТГц приемника высокого разрешения и спектрометра для широкого круга задач.

Интерес к терагерцевой (ТГц) частотной области значительно возрос в последнее десятилетие. Работа в этом диапазоне актуальна с точки зрения решения фундаментальных и прикладных задач, таких как ТГц спектроскопия высокого разрешения, радиоастрономические исследования, системы связи и безопасности, приложения в медицине. Возросший интерес связан, прежде всего, с появлением новых источников и приёмников ТГц излучения. В работе представлен макет ТГц гетеродинного приемника высокого частотного разрешения, где в качестве смесителя предлагается использовать болометр на эффекте электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках NbN (НЕВ), а в качестве гетеродина - квантовый каскадный лазер (ККЛ). С этой целью были изучены амплитудно-частотные характеристики ККЛ в зависимости от питающего тока и температуры методом гетеродинирования.

Спектральное разрешение гетеродинного приемника определяется шириной линии генерации гетеродина и стабильностью ее частоты, поэтому для применения ККЛ в качестве гетеродина необходимо увеличить его стабильность генерации. С этой целью, как правило, применяют системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Для разработки такой системы необходимо знать частотно-модуляционные характеристики стабилизируемого источника.

С этой целью был собран экспериментальный макет гетеродинной приемной системы, где смесителем являлся НЕВ, на который заводилось два излучения: опорное излучение и исследуемое излучение ККЛ. В качестве опорного излучения используется излучение синтезатора на основе лампы обратной волны (ЛОВ), работающей в диапазоне частот 115-160 ГГц, частота которого умножена с помощью умножителя на основе полупроводниковой сверхрешетки (ППСР). Относительная частотная нестабильность опорного излучения составляет порядка 10^{-8} от несущей. Частота синтезатора устанавливается таким образом, чтобы разность частот 13-й гармоники и излучения ККЛ не превышала полосу частот усилительного тракта сигнала промежуточной частоты. Структура ККЛ припаяна к медному держателю, которая помещена в криостат замкнутого цикла. ККЛ работает в непрерывном режиме, имеет выходную мощность около 1 мВт, частота излучения около 2 ТГц, рассеивая мощность около 5 Вт, температура держателя структуры внутри криостата при этом около 15 К. Излучение ККЛ выводится через оптическое окно криостата и собирается внеосевым параболическим зеркалом с внешней стороны. Затем коллимированное излучение поступает на делитель луча, который отражает 3% мощности ККЛ в оптическое окно криостата с НЕВ смесителем, вводя смеситель в рабочий режим. Поскольку нестабильность сигнального излучения синтезатора много меньше нестабильности частоты свободно генерирующего ККЛ, то по спектру промежуточной частоты можно измерить перестройку ККЛ по току и температуре, а также измерить ширину линии его генерации и уходы частоты от температуры.

В результате были измерены частотные и модуляционные характеристики ККЛ, необходимые для разработки системы ФАПЧ. Диапазон перестройки составил порядка 700 МГц. Крутизна перестройки по току оценена как -7 МГц/мА, по температуре – 60 МГц/К. Спектральная ширина свободно генерирующего ККЛ оценена в 1 МГц. Показано, что ККЛ имеет линейную монотонную перестройку от управляющего тока, и, таким образом, частотную стабилизацию можно осуществить во всем диапазоне генерации ККЛ.

Результаты работы демонстрируют возможность стабилизации источника ТГц излучения на основе ККЛ при помощи системы ФАПЧ, и, как следствие, возможность создания как чувствительного гетеродинного ТГц приемника высокого разрешения, так и ТГц спектрометра на его основе для различных прикладных задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 15-12-10035.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТГц ПОЛЯ, ФОРМИРУЕМОГО ПРИ ДВУХЦВЕТНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ

Смирнов С.В., Куля М.С., Цыпкин А.Н., Путилин С.Э. и Беспалов В.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально измерено пространственное распределение поляризации терагерцового излучения, генерируемого при двухцветной филаментации. Пространственная неоднородность распределения поляризации терагерцового поля определялась неоднородностью распределения поляризации фундаментальной гармоники излучения накачки, формируемой после прохождения сферическим волновым фронтом кристалла β -ВВО, действующим как фазовая пластинка.

Терагерцовое излучение (ТГц) широко применяется в системах биологической диагностики, голографии и визуализации [1]. Существует три основных типа источников ТГц с фемтосекундной импульсной накачкой: нелинейная оптическая выпрямление, генерация с поверхности полупроводникового слоя, основанная на эффекте Дембера (или с помощью фотопроводящей антенны) и филаментация фемтосекундного лазерного пучка. Филаментация заслуживает особого внимания, потому что позволяет генерировать высокоинтенсивное ТГц-излучение и управлять его свойствами (интенсивностью, поляризацией и диаграммой направленности излучения) путем изменения длительности импульса накачки и фокусировки [2]. В работах [3, 4] было показано, что интегрированное поле пучка ТГц имеет радиальную поляризацию. В последних исследованиях эти результаты были дополнены тем, что поляризация ТГц поле имеет эллиптическую структуру [5]. Эллиптичность интегрированного поля поляризации ТГц было также записано для случая двухцветной филаментации [6].

В нашей работе мы экспериментально зафиксировали зависимость пространственного распределения поляризации ТГц излучения, генерируемое в двухцветной филаментации при изменении пространственной поляризации лазерного фундаментальной гармоники. В отличие от ранее опубликованных работ, в которых рассматривалась интеграция поляризации всей апертуры ТГц пучка, в нашем исследовании мы определили пространственное распределение поляризации терагерцового поля.

В эксперименте использовали излучение накачки фемтосекундной лазерной систем со следующими параметрами: центральная длина волны 800 нм, частота повторения 1 кГц, длительность импульса 35 фс, энергия импульса 2 мДж, а также две ортогональные поляризации. Генерация филамента происходило в результате фокусировки линзой с фокусным расстоянием 25 см. Длина филамента составляла 15 мм. Кристалл β -ВВО толщиной 300 мкм, расположенный за линзой был использован для генерации второй гармоники. Ориентация поляризации фундаментальной гармоники была задана вращением полуволновой пластинки на 90 градусов, расположенной перед фокусирующей линзой. Поляризация излучения фундаментальной гармоники, прошедшее через кристалл β -ВВО повернулось на угол $\alpha = -15$ градусов по отношению к начальной горизонтальной оси поляризации с возникшей эллиптичностью 0,12. Во втором случае при исходной вертикальной поляризации после прохождения через кристалл β -ВВО поляризация повернулась на угол $\alpha = 73$ градуса с эллиптичностью в интегральном пучке 0,22. Из-за того, что после фокусирующей линзы фундаментальный пучок стал сферическим, то после прохождения через кристалл β -ВВО, который действует как фазовая пластинка, пространственное поляризационное распределение основной гармоники стало неоднородным. Поляризация второй гармоники в обоих случаях была линейной, а ее ориентация составляла $\beta = 73$ градуса.

В [7] была продемонстрирована эллиптическая поляризация ТГц излучения, показывающая, что влияние показателя преломления было разным для двух осей ортогональной поляризации. Параметр эллиптичности (эксцентриситет и наклон основной оси) может быть получен путем разложения двух ортогональных поляризаций. Измеренная амплитуда поля ТГц для двух состояний ортогональной поляризации, состояние X при 0 градусах и Y при 90 градусах показал, что на график X-Y можно наложить замкнутую кривую, которая может быть аппроксимирована эллипсом с параметром эллиптичности и наклоном оси.

В нашем случае для интегрированного пучка поляризации ТГц-импульса с горизонтальной и вертикальной ориентацией пучка накачки была с параметром эллиптичности поляризации равен 0,1 и 0,23, соответственно.

Используя метод голографии с временным разрешением [8], можно было получить распределение ТГц поля в каждой пространственной координаты, которое покажет распределения его поляризации. Область измерения ТГц сигнала в каждой точке составляла 5 мм в диаметре. На Рис. показано пространственное распределение поляризации пучка ТГц для двух поляризационных состояний излучения пучка накачки.

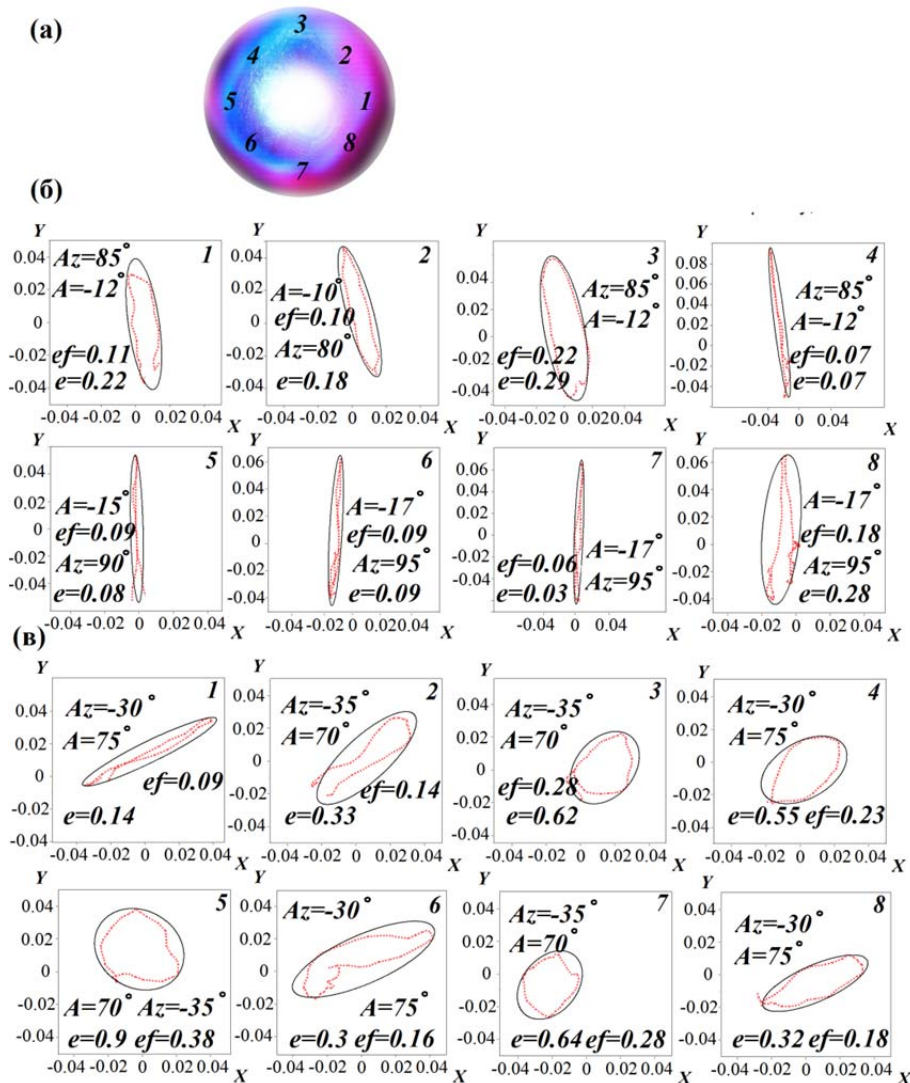


Рисунок. Области измерения поляризации ТГц излучения при двухцветной филаментации (а); Пространственное поляризационное распределение ТГц пучка для двух поляризационных состояний излучения фундаментальной накачки, соответствующего точкам (1-8) из (а). При угле наклона основной оси поляризационного эллипса основной гармоники после прохождения кристалла β -ВВО $\alpha = -15$ градусов с эллиптичностью 0,12 (б). При угле $\alpha = 73$ градуса с эллиптичностью 0,22 (в). e - параметр эллиптичности поляризации ТГц излучения, A_z - угол поляризации ТГц излучения, ef - параметр эллиптичности поляризации основной гармоники, A - угол поляризации фундаментальной гармоники

Эти результаты показали, что, несмотря на то, что поляризация ТГц сохранила интегральную эллиптичность по всей апертуре в пространственном распределении, в поляризационных состояниях она имеет неоднородность. Однако угол наклона для каждой пространственной точки поля ТГц имел разное значение. Кроме того, поляризационный эллипс пространственного распределения поля ТГц был изменен от квазилинейного состояния до высокого эллиптического состояния и обратно во время радиального обхода с периодом,

равным 2π . Такая пространственная неоднородность определялась начальным неоднородным пространственным распределением поляризации в фундаментальной гармонике.

1. Q. Wu and X.-C. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3523, (1995).
2. W. Liu, F. Thberge, J.-F. Daigle, P. T. Simard, S. M. Sarifi, Y. Kamali, H. Xu, and S. L. Chin, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **85**, 55, (2006).
3. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and V. T. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002, (2007).
4. C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Yi Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz, *New Journal of Physics.* **10**, №1, 013015, (2008).
5. Y. Zhang, Y. Chen, C. Marceau, W. Liu, Z.-D Sun, S. Xu, F. Thberge, M. Chteaneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, *Opt. Express.* **16**, №20, 15483-15488, (2008).
6. S. Stremoukhov, A. Andreev, B. Vodungbo, P. Salires, B. Mahieu, and G. Lambert, *Physical Review A*, **94**, №1, 013855, (2016).
7. P. Bjot, Y. Petit, L. Bonacina, J. Kasparian, M. Moret, and J.-P. Wolf, *Opt. Express*, **16**, 14115, (2008).
8. N. V. Petrov M.S. Kulya, A.N. Tsypkin, V.G. Bespalov and A. Gorodetsky, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **6**, №3, 464-472, (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ АНАЛОГА ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЧКА ЗАКРУЧЕННЫХ ФОТОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА НА НОВОСИБИРСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Камешков О.Э., Князев Б.А., Павельев В.С*, Черкасский В.С.,
Чопорова Ю.Ю.

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

*Самарский университет, Самара, Россия

*Институт обработки изображений РАН, Самара, Россия

Впервые исследована дифракция пучков с орбитальным угловым моментом на периодических структурах. В плоскостях, соответствующих тальботовским расстояниям, наблюдаются амплитудно-фазовые распределения, зависящие как от свойств пучка, так и параметров решетки, которые могут быть использованы во многих приложениях.

Эффект Тальбота [1], повторяющееся самовоспроизведение в ближнем дифракционном поле на расстояниях $Z_T = (n + t/q)p^2 / \lambda$, где n - целое число, p - период решетки, t/q неприводимая дробь, λ - длина волны, изображений периодической решетки и ее высокочастотных пространственных гармоник, хорошо известен и используется в диапазонах от рентгена до радиоволн [2]. В терагерцовом диапазоне классический эффект Тальбота был продемонстрирован [3] на Новосибирском лазере на свободных электронах (НЛСЭ) [4, 5] при освещении решетки плоской волной. В последние годы в оптике большой интерес вызывают пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ) или "закрученные пучки", однако, насколько нам известно, дифракция таких пучков на периодических структурах еще не исследовалась, хотя прохождение плоских волн через решетки с "вставленными" в отверстия спиральными фазовыми элементами изучалось [6]. В настоящей работе мы приводим результаты экспериментов и численных расчетов для дифракции на периодических структурах терагерцовых бесселевых пучков с ОУМ.

Закрученные бесселевы пучки $E(r, \varphi, z) = E_0 J_l(\kappa r) \exp[i(k_z z + l\varphi)]$ формировались с помощью бинарного фазового аксикона из кремния низкой проводимости [7]. Радиус аксикона составлял $a = 30$ мм, а поперечное волновое число спиральной решетки – $\kappa = 2\pi / p = 2.0$ мм⁻¹. Радиусы первых бесселевых колец при такой геометрии составляют всего лишь 0.9 и 1.5 мм для пучков с топологическими зарядами $l = \pm 1$ и $l = \pm 2$, соответственно, что слишком мало для освещения решеток с периодами 1-6 мм. В экспериментах пучки расширялись с помощью телескопической системы (Рис. 1), состоявшей из ТРХ или кремниевой линзы ($f_1 = 50$ мм или $f_1 = 75$ мм) и 45-градусного параболического зеркала ($f_2 = 250$ мм) в $f_2 / f_1 = 3.5$ или 5 раз [8].

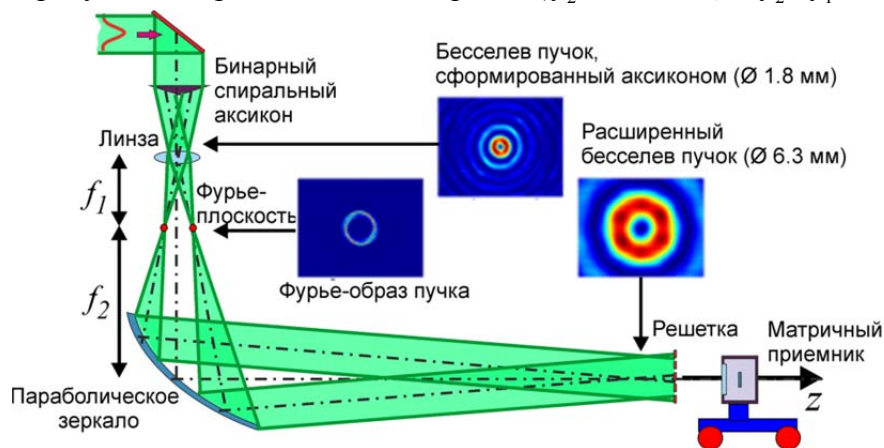


Рис. 1. Схема эксперимента

В экспериментах и расчетах в среде Matlab использовались решетки круглых отверстий диаметром D , равным 1 или 2 мм, и периодом P от 2 до 6 мм. Изображения при длинах волн 130 или 140 мкм записывались в виде видеофильмов микроболометрическим приемником [9], перемещавшимся линейным транслятором с шаговым двигателем. При дифракции закрученного пучка на расстояниях, соответствующих главным и дробным плоскостям Тальбота, наблюдались регулярные картины с такими же пространственными частотами, как и в случае классического эффекта Тальбота, но с более сложными и варьирующимися от плоскости к плоскости распределениями амплитуды и фазы. При благоприятном наборе параметров падающего пучка и решетки появлялись, в частности, плоскости с решетками закрученных микропучков с кольцевым распределением интенсивности. Вид изображений зависел от следующих параметров:

(а) *Период решетки.* Расстояние до тальботовских плоскостей и диаметр колец увеличивался с увеличением периода при неизменном диаметре отверстий. Увеличение размера происходит до тех пор, пока «изображения отверстий» не начнут накладываться друг на друга и четкая картина разрушается. Пока кольца не перекрываются, в каждом кольце фаза «закручена» в соответствии с топологическим зарядом падающего пучка.

(б) *Диаметр бесселева пучка.* При его увеличении диаметр колец в "изображении" уменьшается.

(в) *Диаметр отверстий.* Чем больше отношение (в) к (а), тем раньше начинается перекрытие колец, ведущее к деструктуризации изображений.

(г) *Топологический заряд.* Изменение направления закрученности не влияет на кольцевые распределения интенсивности, но фаза в каждом кольце растет по азимуту как в освещающем пучке. В плоскостях, в которых формируются иные, чем кольца, фигуры, при изменении знака заряда они зеркально "отражаются" относительно вертикальной оси.

Таким образом, пропуская закрученные пучки через периодические решетки, можно трансформировать их в решетки закрученных пучков, что может быть использовано, например, для захвата частиц в периодические структуры или для других применений. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №15-02-06444. Транспортный канал для излучения НЛСЭ был изготовлен при поддержке гранта РНФ №14-50-00080.

1. F. Talbot, *Philos. Mag*, 9. 401-407, (1836).
2. J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao, *Adv. Opt. Photon*, 5, 85-125, (2013).
3. B. A. Knyazev, V. S. Cherkassky, Yu. Yu. Choporova, V. V. Gerasimov, M. G. Vlasenko, *35th Internat. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. Rome, 2010, Paper Tu.-B1.5.
4. G. N. Kulipanov, *et al.*, *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 5, 798-809, (2010).
5. B. A. Knyazev, *et al.*, *Physics Procedia*, 84, 27-34, (2016).
6. S. Fu, T. W, C. Gao, *JOSA*, A33, 1836-1842, (2016).
7. Yu. Yu. Choporova, B. A. Knyazev, M. S. Mitkov, V. S. Pavelyev, B. O. Volodkin, *Phys. Rev. Lett.*, 115, 163901, (2015).
8. Yu. Choporova, B. Knyazev, M. Mitkov, N. Osintseva, V. Pavelyev, *Physics Procedia*, 84, 175-183, (2016)
9. М. А. Демьяненко и др., *Автоматрия*, 47, №. 5, 109-113, (2011).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Володкин Б.О.^{**}, Князев Б.А.^{**,**}, Осинцева Н.Д.^{**,**}, Павельев В.С.^{*},
Чопорова Ю.Ю.^{**,**}

* Самарский национальный исследовательский университет им. С.П. Королёва,
Самара, Россия

** Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*** Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

**** Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск,
Россия

ТГц бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом были сформированы с помощью бинарного кремниевого аксикона, используя излучение Новосибирского лазера на свободных электронах. В настоящей работе промоделировано и экспериментально изучено распространение пучка в сводном пространстве, а также при прохождении через амплитудно-фазовые препятствия.

Пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1] в настоящее время находят применение в системах связи, при манипуляции частицами, исследовании протяжённых объектов и т.д. [2]. Терагерцовые (ТГц) бесселевы пучки с ОУМ, или «закрученные пучки», с топологическими зарядами ± 1 и ± 2 впервые были получены на Новосибирском лазере на свободных электронах [3]. Гауссов пучок с длиной волны $\lambda=141$ мкм, проходя через бинарный кремниевый аксикон, формировал бесселев пучок на расстоянии 100 мм от аксикона [4]. Сформированные бесселевы пучки являются «бездифракционными», что означает, что распределение интенсивности в поперечном сечении остаётся неизменным на протяжении определенного расстояния (Рис. 1). На Рис. 1 представлены экспериментальные и расчётные данные распространения пучка с топологическим зарядом 2 в диапазоне расстояний 100÷250 мм от аксикона. Длина бездифракционного распространения определяется апертурой пучка и углом схождения дифрагированных волн и не зависит от топологического заряда пучка. В нашем случае, длина бездифракционного распространения пучков составляла 250 мм. Распространение бесселевых пучков было также промоделировано в программном пакете Matlab. Комплексная амплитуда поля после дифракции на аксиконе была вычислена с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа. В случае свободного пространства наблюдалось хорошее согласование расчётных и экспериментальных данных.

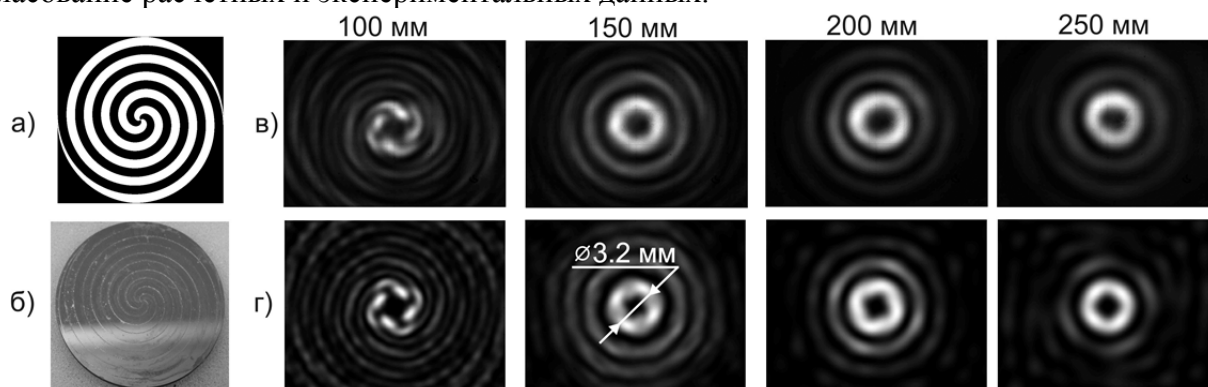


Рис. 1. Фазовая функция аксикона (а), внешний вид (б) и экспериментальное (в) и расчётное (г) распределение интенсивности пучка с ОУМ с топологическим зарядом 2 в диапазоне расстояний 100÷250 мм от аксикона. Диаметр бесселева пучка определяется периодом решетки аксикона и не зависит от длины волны. Диаметр пучка с топологическим зарядом 2 равен 3.2 мм

Зона распространения бесселевых пучков в свободном пространстве определяется зоной перекрытия конических плоских волн, формируемых аксиконом. Если на пути распространения пучка поместить амплитудные препятствия (в качестве которых использовались квадратные

алюминиевые фольги размером 3, 4 и 10 мм) или фазовые неоднородности (вспененный полипропилен различной толщины), то образуется зона геометрической тени. Если апертура препятствия не превышает апертуру аксикона, то за зоной геометрической тени пучок также формируется и, таким образом, восстанавливает исходное распределение интенсивности (Рис. 2).

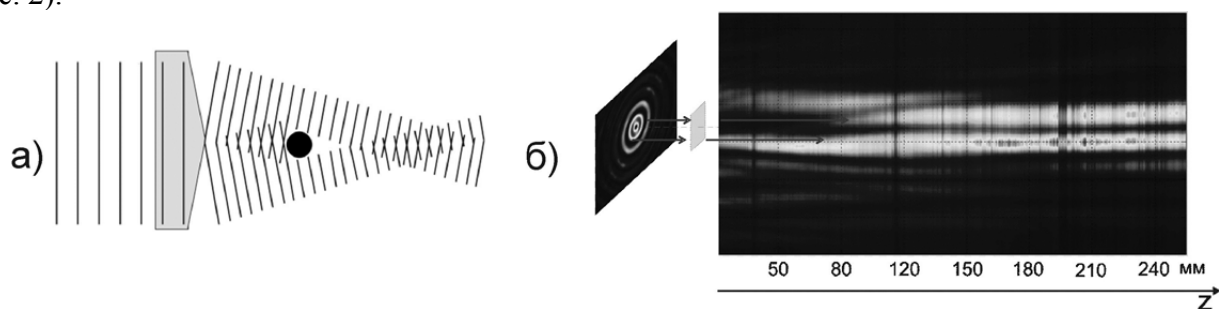


Рис. 2. Схема самовосстановления бесселева пучка при прохождении через препятствие (а). На рис. б) слева направо показано: двумерное распределение интенсивности на матрице микроболометров на расстоянии 150 мм от аксикона, алюминиевая фольга размером 3х3 мм, продольное сечение пучка с топологическим зарядом 1, полученное путём склейки центрального сечения из 749 кадров при движении матрицы вдоль оси распространения пучка

Был исследован метод генерации бесселевых закрученных пучков с помощью фазового бинарного аксикона. Полученные результаты позволяют делать вывод о возможности использования данной методики и в других диапазонах частот, а также задании определённых параметров в зависимости от исследуемой проблемы.

Канал для транспортировки излучения НЛСЭ на рабочую станцию спроектирован и изготовлен при поддержке гранта РФФИ №14-50-00080. Расчет и изготовление дифракционных элементов были поддержаны грантом РФФИ 13-02-97007. Изучение пучков с орбитальным угловым моментом было поддержано грантом РФФИ 15-02- 06444.

1. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. P. Woerdman, *Phys. Rev.*, **45**, 8185–8189 (1992).
2. B. Purnapatra, S. Bera, P. P. Mondal, *Scientific Reports*, **2**, 692 (2012).
3. B.A. Knyazev, Yu.Yu. Choporova, M.S. Mitkov, V.S. Pavelyev, B.O. Volodkin, *Phys. Rev.*, **115**, 163901, (2015).
4. B.O. Volodkin, Yu.Yu. Choporova, B.A. Knyazev, et.al. *Opt Quant Electron*, **48**, 223 (2016).

ПРИМЕНЕНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Володкин Б.О. *, Князев Б.А. **,***, Осинцева Н.Д. **,****, Павельев В.С. *,
Чопорова Ю.Ю. **,***

* Самарский национальный исследовательский университет им. С.П. Королёва,
Самара, Россия

** Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

*** Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

**** Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск,
Россия

Приведены результаты исследования ряда тергерцовых кремниевых бинарных дифракционных элементов – фокусаторов в заданные двумерные области (продольный отрезок, квадрат), формирователей гауссовых мод излучения (Эрмит-Гауссовы, Лагер-Гауссова) а также бесселева пучка с орбитальным угловым моментом). Характеристики элементов были исследованы в пучке Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны 141 мкм

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) нашли широкое применение в оптическом приборостроении ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов. Применение ДОЭ позволяет создавать оптические приборы с уменьшенными массогабаритными характеристиками и широкими функциональными возможностями и необходимо в случае управления излучением мощного ТГц излучения. Элементы были изготовлены с помощью реактивно-ионного травления (РИТ) поверхности пластины из высокоомного кремния с последующим нанесением антиотражающего покрытия. В данной работе были использованы подложки диаметром 38 мм и толщиной 1 мм. Получение бинарного микрорельефа высотой 29,1 мкм на поверхности подложки производилось с помощью реактивно-ионного травления кремния (РИТ), высота микрорельефа обеспечивала фазовую задержку в π , учитывая что для кремния $n=3.42$ (Рис. 1).

В работе приведены результаты исследования кремниевых бинарных дифракционных линз и делителей пучка, формирователей в соосный отрезок («фокус протяженный вдоль оптической оси»), формирователей модового состава, а также пучков с орбитальным угловым моментом. Элементы были исследованы, используя монохроматическое излучение Новосибирского лазера на свободных электронах. Преобразование гауссова пучка в квадратный пучок с постоянным распределением интенсивности было продемонстрировано. Такое распределение интенсивности необходимо при облучении, например, биологических образцов, чтобы избежать ошибку связанную с неравномерной дозировкой мощности излучения.

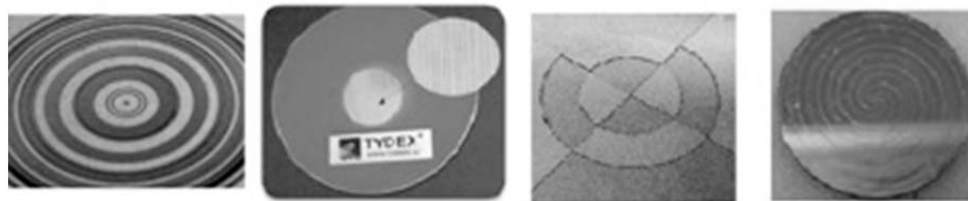


Рис. 1. Фотографии дифракционных элементов из кремния. Слева направо: линза Френеля, бинарный делитель пучка, формирователь моды Лагер-Гаусса (2,2), формирователь бесселева пучка с орбитальным угловым моментом с топологическим зарядом 1

Был исследован метод генерации бесселевых закрученных пучков с помощью фазового бинарного аксикона. Фурье образ сформированных пучков отличался от идеального бесселева пучка, однако, свойства пучка сохранялись. На Рис. 2 показана зона формирования пучка, видно,

что в отличие от гауссова пучка, сформированный пучок сохраняет распределение интенсивности на протяженном расстоянии, что может быть применено в зондировании протяженных объектов.

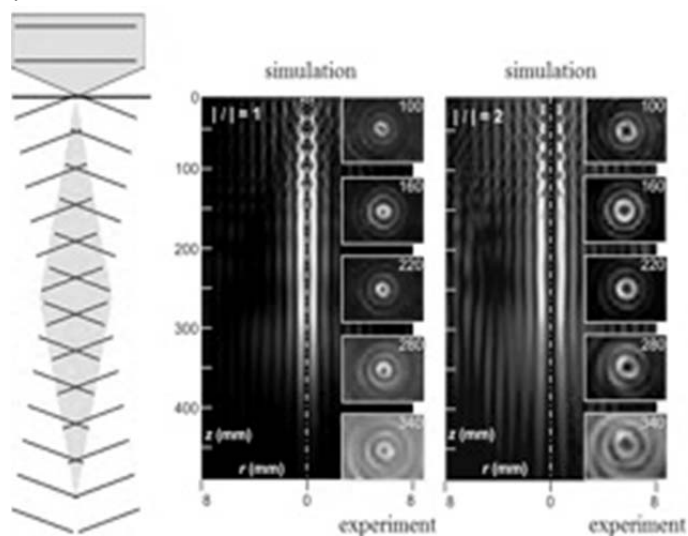


Рис. 2. Схема формирования бesselевых пучков с орбитальным угловым моментом. Продольное сечение пучков получено моделированием в среде Matlab, на вставках показаны экспериментальные данные

Несмотря на то, что основной модой лазерного излучения является гауссова мода, для некоторых приложений требуется генерация более специфических мод лазерного излучения. В работе были сформированы моды Эрмит-Гаусса (1,0), (1,1), Лагер-Гаусса (2,2). Такие моды могут создаваться как внутри лазерного резонатора, но в случае сложных систем, где доступ к оптическому резонатору ограничен, моды могут быть сформированы с помощью внешних элементов. В работе с помощью комбинации двух лагер-гауссовых мод (1,0) и (0,1) ортогональной поляризации в интерферометре Маха-Цандера были получены векторные пучки с аксиальной и радиальной поляризацией, которые могут быть применены для генерации поверхностных плазмонов на цилиндрических поверхностях.

Канал для транспортировки излучения НЛСЭ на рабочую станцию спроектирован и изготовлен при поддержке гранта РФФ №14-50-00080. Расчет и изготовление дифракционных элементов были поддержаны грантом РФФИ 13-02-97007. Изучение пучков с орбитальным угловым моментом было поддержано грантом РФФИ 15-02- 06444.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РЕАКЦИЙ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ МЕТОДАМИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Вакс В.Л.*, Домрачева Е.Г.*, Яблоков А.А.*,
Шейков Ю.В.**, Лукьяненко И.А.**

*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

**ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, Россия

В работе описан метод нестационарной ТГц спектроскопии и приведены первые результаты по применению его для исследования начальных этапов термического разложения химических соединений.

Для построения точных моделей поведения веществ в ходе химических реакций необходимо знать пути протекания реакций при различных условиях среды. Эти пути характеризуются и качественно, то есть по участвующим в реакции и образующимся веществам, и количественно, то есть по влиянию различных факторов на скорость протекания реакции. Многие методы позволяют весьма точно определять качественный и количественный состав реагирующей смеси, но только когда продукты реакции выделяются в большом количестве, когда реакция идёт достаточно быстро. При этом нельзя ручаться в том, что реакция идёт лишь по одному пути, и есть свидетельства, что зачастую при этом протекают одновременно несколько реакций. Методы нестационарной ТГц спектроскопии позволяют проследить за отдельными путями реакции, поскольку обладают одновременно высокой чувствительностью, селективностью и скоростью измерений.

Имеющие в основе своей работы принцип фазовой манипуляции, наши спектрометры позволяют измерять поглощение в достаточно узкой полосе частот — порядка 10 кГц. Помещая газ в специальные условия, к примеру, разогнав его через сопло до сверхзвуковых скоростей, можно добиться сопоставимых ширин линий поглощения в газе. Это позволяет достигать чрезвычайной селективности. И даже простым понижением давления возможно уменьшать ширины линий поглощения до величин порядка 1 МГц. Для поддержания давления порядка 10^{-2} мбар газообразную смесь из вылетающих из образца соединений напускают в непрерывно вакуумируемую измерительную ячейку.

Под фазовой манипуляцией мы понимаем периодическое быстрое переключение фазы излучения источника на π . Это приводит к разрушению прежде наведённой макроскопической поляризации в газе. Сигналы возникающего в результате этого когерентного спонтанного излучения (КСИ) свидетельствуют о поглощении излучения конкретной частоты газовой смесью. Переключение фазы должно происходить много быстрее спонтанного разрушения поляризации вследствие теплового движения молекул, а разделены моменты переключения фазы должны быть достаточно для затухания КСИ после очередного переключения.

Источниками излучения спектрометров являются лампы обратной волны (ЛОВ), генерирующие когерентное и стабилизированное по фазе излучение на частотах от 115 до 170 ГГц. Эти источники можно перестраивать по частоте, измеряя, таким образом, либо динамику поглощения на одной частоте, либо частотный спектр поглощения. Первый режим работы даёт информацию о скорости образования или расхода исследуемого компонента реакции. Второй режим позволяет проводить исследования состава поступающей в измерительную ячейку смеси.

Важно отметить, что невозможно полностью остановить реакцию, чтобы исследовать состав газовой смеси. Решением является проведение повторяющихся экспериментов, в ходе которых измеряется концентрация одного известного продукта и в то же время изучается спектр поглощения. Система фазовой стабилизации не позволяет производить изменение частоты генерации ЛОВ с большой скоростью, поэтому для реализации описанного эксперимента было предложено использовать две ЛОВ, работающие в разных режимах. Ежели эти же две ЛОВ установлены каждая на частоту линии поглощения разных веществ,

проведённые с помощью такого спектрометра эксперименты являются более достоверными, чем регистрация лишь одной компоненты реакции.

Каждый путь реакции термического распада начинает идти при характерной для него температуре. Это означает, что понижением температуры образца можно оставить значительным лишь один путь реакции. При этом, очевидно, реакция термического разложения идёт крайне медленно, и продукты её выделяются в чрезвычайно малых количествах. Методы нестационарной ТГц спектроскопии позволяют измерять эти количества практически в режиме реального времени: практическая характерная продолжительность одного измерения поглощения — порядка 1 с.

Были проведены эксперименты по термическому разложению некоторых соединений. Согласно с известными данными, они показали применимость описанного метода для исследования химических реакций.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-12-10035.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ УГЛЕСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ

Пономарева А.А., Мажукин А.К., Лесных А.В., Цой К.А., Штым К.А.
Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

Представленная работа содержит краткое описание исследований, направленных на изучение химического состава продуктов термического разложения композитных материалов на основе бурого угля в условиях равномерно растущей температуры. Описана методика эксперимента и дан краткий перечень полученных результатов.

Высокоэффективное сжигание низкорекреационных высокозольных углей в котлах тепловых электростанций является одной из важнейших и актуальных проблем энергетического комплекса. Актуальность проблемы обусловлена тем, что геологические запасы таких углей разведаны на много лет вперед, при этом объемы добычи энергетических углей будут сохраняться в обозримом будущем. Исходя из этого, были сконструированы (и в настоящее время эксплуатируются в России) около 200 котельных агрегатов различной мощности сжигающих высокозольные угли [1]. Развитие автономных котельных на твердом топливе требует детальной проработки и оптимизации централизованных систем топливоподготовки для получения максимального коэффициента полезного действия и безаварийной работы.

Реакционность твердых видов топлива характеризуется таким параметром, как содержание горючих летучих компонентов в топливе [2]. Образование и горение этих компонентов влияет на разогрев коксового состава твердого топлива, на его воспламенение и горение [3].

Как при растопке пылеугольных котлов, так и для стабилизации горения (подсветки) пылеугольного факела, в мировой и отечественной практике используют топочный мазут и плазматрон [4]. Для улучшения сжигания различных топлив многие исследователи склоняются к необходимости учета характеристик и структуры одиночных топливных частиц, а также характера их воспламенения и выгорания при разработке систем сжигания и горелок [5]. Как показано в работе [6] инфракрасная спектроскопия обладает большим потенциалом для изучения свойств углей

Целью данной работы являлось изучение химического состава продуктов разложения композитных материалов на основе бурого угля Павловского месторождения (Приморский край). Для этого были созданы композитные смеси с содержанием угля не менее 70% и добавлением таких материалов как мазут, битум, целлюлоза и картон. Отдельно для сравнения исследовались образцы угля без добавок. Методика исследования заключалась в следующем: образец массой около 1 грамма помещался в керамическом тигле в реакционную печь, выполненную в виде трубы диаметром 25 мм. Печка разогревалась с постоянным заданной скоростью нагрева 5°C/мин до температуры 800°C, затем еще 1 час образец выдерживался при постоянной температуре. Эксперименты выполнялись в среде воздух-азот (в объемном соотношении 3:1) при атмосферном давлении. В процессе всего эксперимента с помощью спектрометра Nicolet iS10 FT-IR Spectrometer записывались ИК-спектры с заданной периодичностью – каждые 5,77 секунды. При этом газовые продукты из реакционной камеры по нагретой до 180°C металлической трубке попадали в нагретую до 120°C газовую кювету спектрометра. В результате измерений получены синхронизируемые данные процесса изменения химического состава выходящих газов, которые образовались в условиях непрерывного равномерного нагрева образцов и постоянной газовой атмосферы. Пример результатов измерений представлен на Рис. 1 в виде трехмерной диаграммы. Далее полученные трехмерные спектры разбивались на отдельные спектры и расшифровывались с использованием базы спектров, которая была предоставлена вместе с прибором, а также с помощью анализа литературных данных.

Чтобы проследить тенденции и оценить количественное изменение продуктов разложения, а также найти максимумы ИК-абсорбционных пиков, были сформированы двумерные изображения наборов ИК-спектров для каждого из исследуемых образцов. Пример

таких изображений представлен на Рис. 2. Характеристические времена максимумов абсорбционных спектров были соотнесены с характерными температурами, которые фиксировались с помощью встроенной в реакционную камеру термопары.

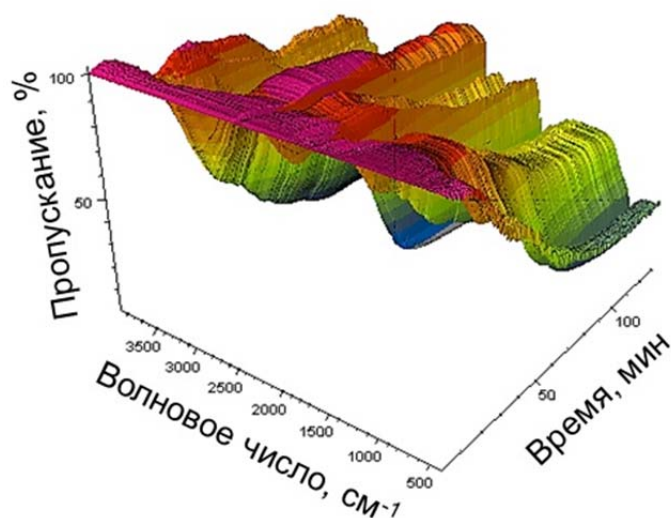


Рис. 1. Трехмерная диаграмма ИК-спектров, зафиксированных в ходе эксперимента по изучению пиролиза бурого угля

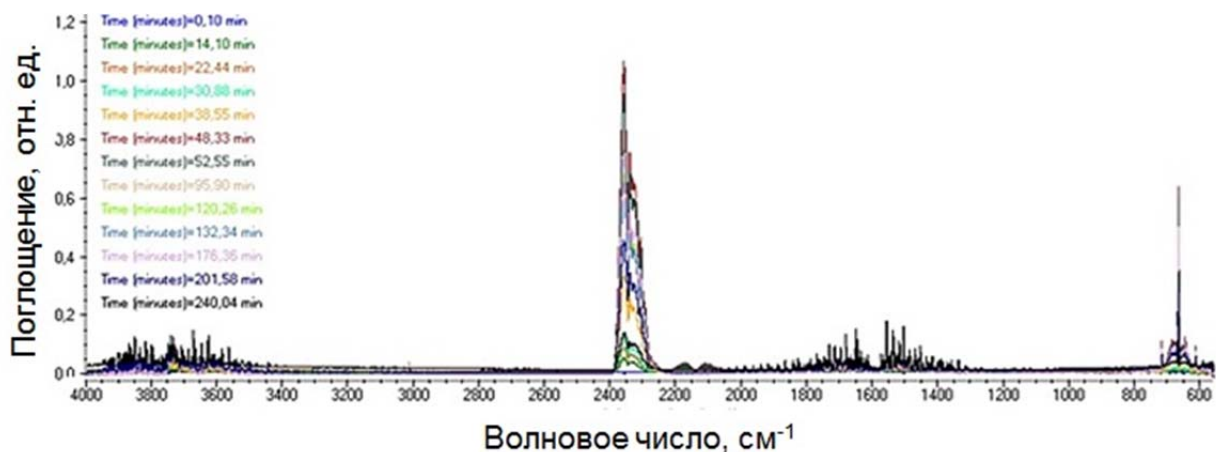


Рис. 2. Двухмерная диаграмма ИК-спектров, зафиксированных в ходе эксперимента по изучению пиролиза брикета с 77% (по массе) содержанием угля и 23% целлюлозы

Благодаря проведенным исследованиям удалось определить химический состав продуктов термического разложения для каждого из исследуемых образцов, оценить температуры, при которых наблюдаются максимумы на абсорбционных спектрах для каждого из обнаруженных компонентов (H_2O , CO_2 , CO , CH_4 и др.) газовых смесей, полученных на выходе из реакционной камеры. Выявлены температурные зоны образования различных компонентов газовых продуктов разложения. Эти данные важны для оптимизации режима сжигания с целью уменьшения образования токсичных газов. Дополнительно были определены теплофизические характеристики образцов и проведены эксперименты по сжиганию образцов в горючей газовой среде (смесь пропан/бутан-воздух). Полученные данные позволили выбрать оптимальный состав композитных углесодержащих материалов, а также подобрать технологические условия сжигания для более эффективной переработки твердого топлива в автономных котельных установках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-08-01207.

1. Статья «Технология подготовки и сжигания твердого топлива на тепловых электрических станциях» на портале «Донские технологии»: http://don-tech.ru/tekushie_nir_okr/teplovaya-energetika.html

2. И.А. Вольчин, Разработка процесса пиролиза низкосортных углей в кипящем слое с целью использования генераторного газа в промышленности. Дис. канд. техн. наук, К., 211 с., (1993).
3. К.Д. Ильченко, М.Б. Ревенко, *Металлургическая теплотехника: сб. на-уч. трудов Национальной металлургической академии Украины*, **1**, №16, 110-117, (2009).
4. В.А. Дубровский, М.В. Зубова, Энергосберегающие системы растопки и подсветки факела топочных камер котлов: монография. Красноярск: Сибирский федеральный университет, 186 с., (2012).
5. T. Maffei, R. Khatami, S. Pierucci, T. Faravelli, E. Ranzi, Y.A. Levendis, *Combustion and Flame*, **160**, №11, 2559-2572, (2013).
6. Н.И. Федорова, В.Ю. Малышева, Е.С. Михайлова, З.Р. Исмагилов, *Вестник Кузбасского государственного технического университета*, **2**, 111-117, (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ЗЕЛЕННОЙ ХИМИИ

Гончар К.А.

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

В работе показана методика создания ансамблей кремниевых нанонитей методом металл-стимулированного химического травления с помощью зелёной химии и были изучены их оптические свойства.

Из-за своих уникальных оптических и электронных свойств кремниевые нанонити были и продолжают являться объектом обширных исследований и последующих применений в разнообразных областях. Они могут использоваться в сенсорике, опто- и микроэлектронике, фотовольтанике, при создании разнообразных детекторов и альтернативных источников энергии.

Кремниевые нанонити полученные методом металл-стимулированного химического травления проявляют такие замечательные свойства, как фотолюминесценция в видимом и инфракрасном диапазонах спектра [1], причем эффективность последней возрастает по сравнению с кристаллической подложкой, а также имеют довольно низкий коэффициент отражения в видимом диапазоне спектра [2]. Одним из недостатков данного метода является использование плавиковой кислоты, которая опасна для окружающей среды и человека в частности. Поэтому большой интерес представляет исследование возможности модификации метода металл-стимулированного химического травления с использованием зелёной химии при сохранении оптических свойств получаемых кремниевых нанонитей.

В данной работе разработана методика создания ансамблей кремниевых нанонитей с помощью зелёной химии. Были изучены их оптические свойства, а именно отражение света в широком спектральном диапазоне спектра, фотолюминесцентные свойства, а также комбинационное рассеяние света. Кроме того, полученные результаты были сравнены с данными, полученными ранее на образцах кремниевых нанонитей, сформированных стандартным методом металл-стимулированного химического травления с использованием плавиковой кислоты и сделан вывод о возможности замены плавиковой кислоты на зелёную химию для создания кремниевых нанонитей.

1. V.Yu. Timoshenko, K.A. Gonchar, L.A. Golovan, A.I. Efimova, V.A. Sivakov, A. Dellith, S.H. Christiansen. *J. Nanoelectron. Optoelectron*, **6**, №4, 519-524, (2011).

2. L.A. Osminkina, K.A. Gonchar, V.S. Marshov, K.V. Bunkov, D.V. Petrov, L.A. Golovan, V.A. Sivakov, V.Yu. Timoshenko. *Nanoscale Research Letters*, **7**, 524, (2012).

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ СОЗДАНИЯ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР

Камалиева А.Н., Торопов Н.А., Баранов М.А., Богданов К.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе предложен способ создания кремниевых наноструктур путем комбинации методов высоковакуумного напыления и металл-стимулированного химического травления (МСХТ).

Кремний, являющийся основным материалом современной электроники, обладает также большим потенциалом для применений в оптике. Поскольку оптические свойства объемного материала не вполне удовлетворяют предъявляемым к ним требованиям, решающее значение для оптических применений кремния имеет возможность создания кремниевых наноструктур [1]. Дело в том, что оптические свойства кремниевых наноструктур зависят от их размера и формы и могут кардинально отличаться от свойств объемного материала. В связи с этим особый интерес приобретает разработка методов создания массивов кремниевых наноструктур и детальное изучение их свойств, а также поиск путей их модификации.

Кремниевые тонкие пленки были получены методом термического осаждения материала на кварцевые подложки в вакуумной камере Kurt J. Lesker (PVD 75) при давлении остаточных газов порядка 10^{-7} Торр. На поверхность кремниевой пленки в той же вакуумной камере напылялось серебро. Эквивалентная толщина серебряной пленки определялась с помощью кварцевого измерителя толщины и составляла 15 и 20 нм. Для получения островковой структуры образцы кремния с нанесенной серебряной пленкой подвергались термическому отжигу в течение двух часов при 220 °С, приводящему к распаду серебряной пленки на отдельные гранулы.

Для создания кремниевых наноотверстий был выбран метод металл-стимулированного химического травления (МСХТ)[2]. Данный метод по сравнению с другими является наиболее простым, и он позволяет делать образцы больших размеров. Серебро в данном методе служит в качестве катализатора. Размер и форма наноотверстий зависит от размера и формы серебряной наночастицы. В свою очередь глубина наноотверстий зависит от времени, в течение которого образец держится в травящем растворе.

Кремниевая пленка с серебряными наночастицами на поверхности погружалась в смесь водных растворов плавиковой кислоты и перекиси водорода. В растворе под наночастицами серебра образовывалось соединение кремния, которое стравливалось, и частицы серебра погружались вертикально вниз вглубь кремниевого слоя. В результате были сформированы массивы кремниевых наноотверстий. Для удаления серебра после окончания процесса каталитического травления образцы помещались в водный раствор HNO_3 .

Морфология полученных образцов была исследована с помощью сканирующего электронного микроскопа и атомно-силового микроскопа. Анализ СЭМ и АСМ изображений показал, что в кремниевой пленке при использовании островковой серебряной структуры с эквивалентной толщиной 15 нм образуются наноотверстия диаметром около 100 нм и глубиной около 50 нм. При эквивалентной толщине островковой пленки 20 нм образуются наноотверстия диаметром около 200 нм и глубиной 80 нм.

На Рис. 1 и Рис. 2 представлены измеренные спектры пропускания и отражения, кремниевых пленок с наноотверстиями, диаметром 100 нм и 200 нм. В длинноволновой области, примерно до 550 нм, где поглощение кремния невелико, в спектрах отражения и пропускания отчетливо видны обусловленные интерференцией противофазные максимумы и минимумы. На длинах волн, короче 550 нм поглощение кремния становится значительным и пропускание даже таких тонких пленок быстро падает до нуля. Одновременно с этим прекращаются и осцилляции в спектрах отражения. Отношение оптических толщин пленок, оцененное по положениям минимумов в спектрах отражения, составило 1,7, что близко к оценке по данным эллипсометрии.

Спектры комбинационного рассеяния кремниевых пленок с наноотверстиями сильно отличаются от спектров комбинационного рассеяния объемного кремния (Рис. 3).

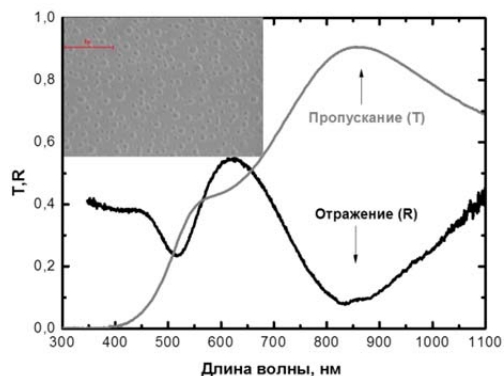


Рис. 1. СЭМ изображение (шкала 1 мкм), спектры пропускание и отражения кремниевой пленки с нанотверстиями диаметром 100 нм

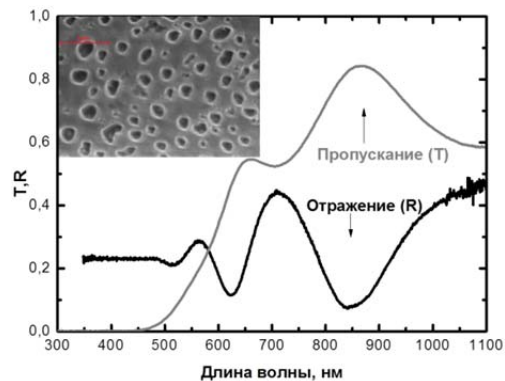


Рис. 2. СЭМ изображение (шкала 1 мкм), спектры пропускания и отражения кремниевой пленки с нанотверстиями диаметром 200 нм

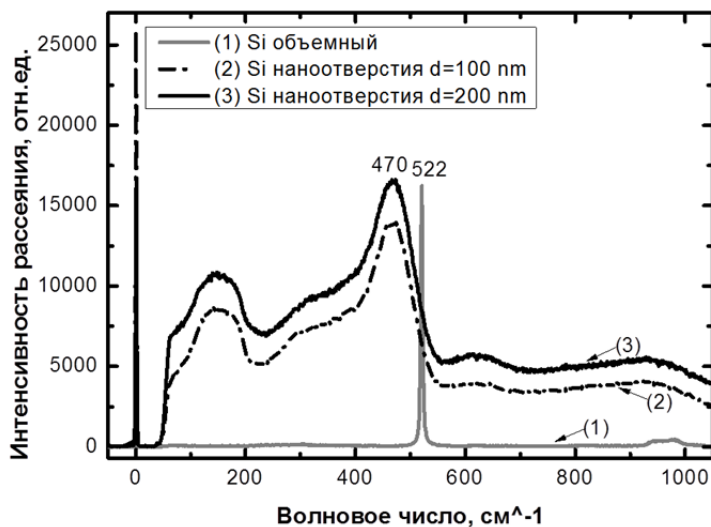


Рис. 3. Спектры комбинационного рассеяния (1) сплошной пленки кремния, (2) пленки кремния с диаметром нанотверстий 100 нм (3) пленки кремния с диаметром нанотверстий 200 нм

Так, в спектрах комбинационного рассеяния кремниевых нанотверстий наблюдается сдвиг на 53 нм в низкочастотную область, а также уширение фоновного пика. Сдвиг и уширение фоновного пика вероятно связано с образованием нанотверстий кремния.

Таким образом, разработан метод создания кремниевых пленок с нанотверстиями диаметром приблизительно 100 и 200 нм и исследованы их оптические свойства.

1. A.L. Kuznetsov et al, *Science*, **354**, aag2472(2016).
2. Z. Huang et al, *Adv.Mater.*, **23**, 285-308 (2011).

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ФОРМИРУЕМЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ЖИДКОСТИ

Кашаев Ф.В., Колчин А.В., Пугачев Д.Ю., Скобелкина А.В.

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

В данной работе были исследованы структурные и оптические свойства наночастиц кремния, изготовленных методом пикосекундной лазерной абляции микро- и мезопористого кремния в жидкой среде (дистиллированная вода, жидкий азот).

Возможности изменения структурных и оптических свойств полупроводниковых наночастиц методами современного наноконструирования открывают широкие перспективы по их использованию не только в микроэлектронике для создания светоизлучающих и солнечных элементов [1], но и в биомедицинских приложениях для повышения эффективности диагностики и лечения различных заболеваний [2]. Одним из перспективных материалов для данных целей является кремний в виду своей биodeградируемости, биосовместимости и низкому уровню токсичности данного материала [3].

На данный момент значительные успехи в области формирования кремниевых наночастиц для биомедицинских приложений достигнуты при использовании метода электрохимического травления, в результате которого возможно формирование пористого кремния (ПК), состоящего из нанокристаллов данного материала и воздушных пор, а также обладающего эффективной фотолюминесценцией (ФЛ). Формирование наночастиц пористого кремния становится возможным благодаря последующему механическому измельчению полученных в результате травления структур. Подобные структуры могут применяться в качестве ФЛ маркеров, в том числе, в живых организмах [4]. Также представляется перспективным использование наночастиц пористого кремния для лечения онкологических заболеваний методом фотодинамической терапии благодаря возможности фотосенсибилизированной генерации синглетного кислорода в ансамблях кремниевых нанокристаллов [5]. Помимо электрохимического травления существуют альтернативные методы формирования наночастиц, одним из которых является метод импульсной лазерной абляции. Преимуществом данного метода является химическая чистота конечного продукта (отсутствие примесей), а также возможность контролируемого получения частиц заданного размера из практически любого материала. В отличие от механического измельчения, лазерная абляция позволяет формировать частицы размером в несколько нм, тогда как при измельчении трудно получить частицы менее 10 нм. Помимо этого, в связи с большой удельной поверхностью пористых структур (~600 см²/г), в процессе механического измельчения происходит нежелательная адсорбция кислорода и инородных молекул атомами кремния, что сильно ухудшает оптические свойства наночастиц. В связи с этим представляет интерес гибридный подход, заключающийся в формировании наночастиц пористого кремния, предварительно полученного электрохимическим травлением, методом лазерной абляции, а также сравнение оптических свойств формируемых структур до и после абляции.

В данной работе были исследованы структурные и оптические свойства наночастиц кремния, формируемых пикосекундной лазерной абляцией пористого кремния. Стоит отметить, что были изготовлены образцы ПК двух типов: мезопористого (с размером пор в диапазоне от 10 до 50 нм) и микропористого (размер пор до 10 нм). Травление происходило в этиловом растворе фтороводородной кислоты (48%) в течение 30 минут при плотности тока 60 мА/см². Затем образцы облучались пикосекундным импульсным лазером Nd:YAG (1064 нм, 30 пс, 10 Гц, 7 Дж/см²) в буферной среде (дистиллированная вода, жидкий азот). Для получения мезопористого материала травление монокристаллического кремния р-типа с удельным сопротивлением 17-23 мОм*см происходило в растворе HF:C₂H₅OH=1:1, в случае же получения микропористого кремния пластина кремния р-типа с удельным сопротивлением 4,5 Ом*см протравливалась в растворе HF:C₂H₅OH=1:2.

В изготовленных образцах наблюдалась фотолюминесценция при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 488 нм. На Рис. 1 показаны спектры фотолюминесценции образца мезопористого кремния сразу после травления, а также после пикосекундной лазерной абляции сформированного материала в воде. Аналогично, Рис. 2 демонстрирует спектры фотолюминесценции микропористого кремния до и после абляции. Как видно из рисунков, для мезопористого кремния пик люминесценции аблированных частиц обладает большей интенсивностью и сдвигается в синюю область спектра, что может быть связано с квантово-размерным эффектом. При абляции микропористого кремния пик сдвигается в область меньших энергий, что может объясняться излучательной рекомбинацией носителей заряда на дефектах поверхности и в объеме структуры.

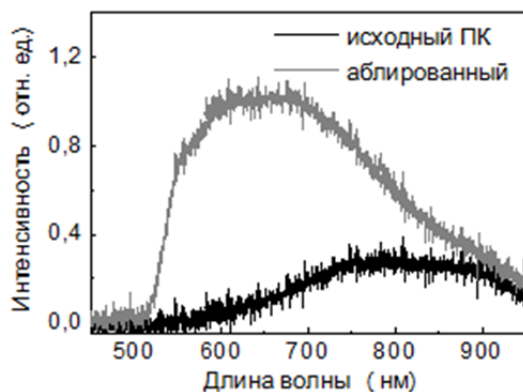


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции наночастиц мезопористого кремния до и после абляции

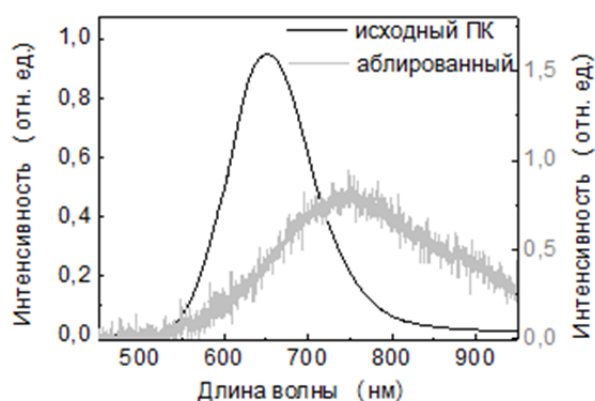


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции наночастиц микропористого кремния до и после абляции

Помимо оптических свойств были исследованы структурные свойства формируемых наноструктур. Химический и фазовый состав определялись методом комбинационного рассеяния света. Результаты свидетельствовали о наличии кристаллической (520 см^{-1}) и аморфной фазы (диапазон $480\text{-}510\text{ см}^{-1}$). Размер наночастиц определялся с помощью динамического рассеяния света, а также с использованием атомно-силовой микроскопии. Полученные данные подтверждают наличие квантово-размерного эффекта в наночастицах из мезопористого кремния.

Таким образом, в данной работе было показано, что методом лазерной абляции возможно формирование наночастиц пористого кремния заданного размера с нужными оптическими свойствами для использования в качестве фотолюминесцентных меток в биомедицинской диагностике.

1. A.V. Emelyanov, M.V. Khenkin, A.G. Kazanskii, et al., *Thin Solid Films*, **556**, 410-413, (2014).
2. M.B. Gongalsky, L.A. Osminkina, A. Pereira, et al., *Sci. Rep.*, **6**, 24732, (2016).
3. L. Gu, L.E. Ruff, Z. Qin, et al., *Adv. Mater.*, **24**, 3981 (2012).
4. J.H. Park, L. Gu, G. von Maltzahn, et al., *Nature Materials*, **8**, №4, 331, (2009).
5. Ю.В. Рябчиков, И.А. Белогорохов, М.Б. Гонгальский, et al., *Физика и техника полупроводников*, **45**, №8, 1090, (2011).

АНИЗОТРОПНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПЛЕНОК ИЗ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Шулейко Д.В.*, Кашаев Ф.В.*, Потемкин Ф.В.*, Пархоменко И.Н.***, Романов И.А.**

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

**Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Исследованы структурные и электрофизические свойства пленок из аморфного гидрогенизированного кремния, модифицированных фемтосекундными лазерными импульсами. Обнаружено формирование поверхностных периодических структур и полиморфных модификаций кремния в данных пленках при фемтосекундной лазерной обработке. Обнаружена также анизотропия проводимости, объясняемая неравномерной нанокристаллизацией пленок и деполяризующим влиянием сформированного микрорельефа.

Аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H), модифицированный фемтосекундными лазерными импульсами, представляет интерес для тонкопленочной солнечной энергетики, так как при обработке сверхкороткими лазерными импульсами формируются однородно распределенные по объему пленки a-Si:H кремниевые нанокристаллы [1]. Это приводит к росту проводимости и уменьшает эффект Стеблера-Вронского, наблюдаемый в подобных системах. Кроме того, при фемтосекундной лазерной обработке может быть получена анизотропия структурных, оптических и электрофизических свойств материала. В частности, под действием сверхкоротких лазерных импульсов, на поверхности пленок a-Si:H могут быть сформированы периодические структуры за счет возбуждения плазмон-поляритонов [2].

В данной работе были исследованы пленки a-Si:H толщиной 600 нм, модифицированные сверхкороткими лазерными импульсами ($\lambda = 1250$ нм, $\tau = 125$ фс, $E = 130$ мкДж, $f = 10$ Гц) в растровом режиме с фокусировкой пучка в пятно диаметром от 150 до 300 мкм. При этом также изменялась скорость сканирования пленки пучком излучения, за счет чего варьировалась степень наложения облученных областей от двух последовательных импульсов. Это определяло общее число перекрытий в пределах диаметра пятна лазерного излучения.

На обработанной поверхности методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) были обнаружены микроструктуры различного типа, представляющие собой одномерные решетки, ориентированные перпендикулярно или параллельно вектору поляризации фемтосекундного излучения в зависимости от условий обработки (Рис. 1, а, б) и имеющие период $1,20 \pm 0,02$ мкм. При этом ориентация данных структур определяется ориентацией вектора поляризации использованного лазерного излучения, но не зависит от направления сканирования пленки пучком.

В результате фемтосекундной модификации в пленках a-Si:H также происходило формирование кремниевых нанокристаллов, что подтверждено исследованием спектров комбинационного рассеяния света (КРС). Кроме того, в спектрах КРС образцов, обработанных при плотности энергии $0,14$ Дж/см² и числе перекрытий импульсов более 500, наблюдаются полосы, соответствующие полиморфным модификациям кремния Si-III (кубическая объемно-центрированная) и Si-XII (ромбоэдрическая) [3] (Рис. 2), интенсивность которых изменяется до 5 раз при варьировании поляризации излучения накачки (Рис. 3).

Электрофизические измерения показали, что величина удельной проводимости аморфного гидрогенизированного кремния после обработки фемтосекундным лазерным излучением выросла на 3 порядка, с $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^{-6}$ (Ом·см)⁻¹, что объясняется нанокристаллизацией и дегидрогенизацией пленки: под действием сверхкоротких импульсов высокой мощности происходит разрыв Si-H связей и образование кремниевых нанокристаллов [1]. Кроме того, наблюдалась анизотропия проводимости: вдоль направления сканирования подложки лазерным лучом значение удельной проводимости почти в 3 раза превышает величину удельной

проводимости для перпендикулярного сканированию направления. Возможное объяснение этого эффекта может даваться как неравномерной кристаллизацией аморфного кремния, так и анизотропией формы поверхностных решёток. При этом, доля нанокристаллической фазы в модифицированных фемтосекундными лазерными импульсами пленках a-Si:H, рассчитанная в рамках модели эффективной среды, с учетом деполяризующего влияния поверхностной структуры, находится в согласии с данными спектроскопии КРС.

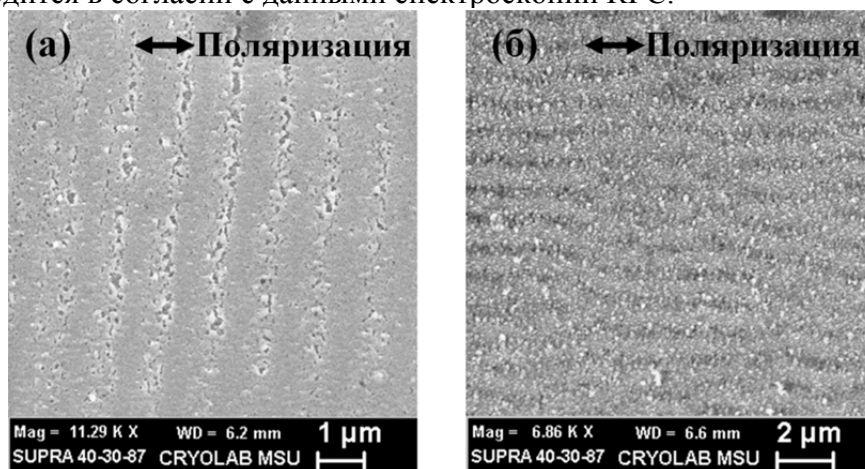


Рис. 1. Изображения поверхности пленки a-Si:H, обработанной фемтосекундными лазерными импульсами с плотностью энергии $0,14 \text{ Дж/см}^2$ и числом перекрытий лазерных импульсов 70 (а) и 600 (б), полученные методом СЭМ

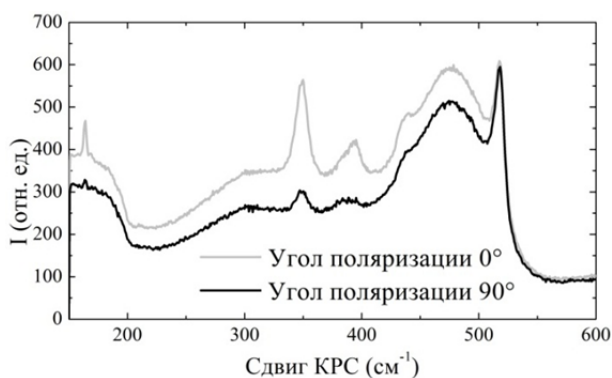
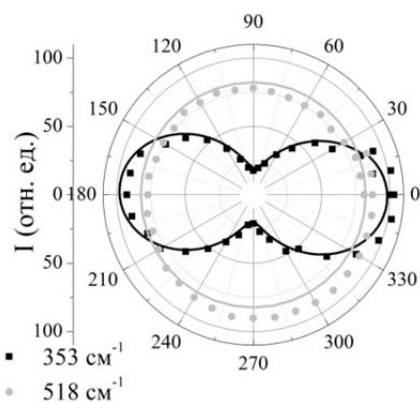


Рис. 2. Спектр КРС пленки a-Si:H, модифицированной фемтосекундными лазерными импульсами с плотностью энергии $0,14 \text{ Дж/см}^2$ и числом перекрытий лазерных импульсов 500



Сплошные линии - аппроксимация

Рис. 3. Поляризационная зависимость интенсивности пиков КРС, соответствующих модификациям Si-I (518 см^{-1}) и Si-III (353 см^{-1})

Таким образом, в данной работе было показано, модификация пленок a-Si:H при помощи сверхкоротких лазерных импульсов позволяет достичь анизотропии структурных и электрофизических свойств, а также получить полиморфные модификации кристаллического кремния в объеме пленки. Подобные наноструктурированные материалы могут быть использованы для создания поляризационно-чувствительных элементов оптики и фотовольтаики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-52-04062 Бел_мол_a).

1. A.V. Emelyanov, M.V. Khenkin, A.G. Kazanskii et al., *Thin Solid Films*, **556**, 410-413, (2014).
2. R. Drevinskas, M. Beresna, M. Gecevičius et al., *Appl. Phys. Letters*, **106**, Art. 171106, (2015).
3. J. Reif, F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, *Proc. SPIE*, **5448**, 756-764, (2004).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КЛАСТЕРОВ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ В ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

М. Н. Луттиева, И. А. Гладских

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Описана технология создания малоатомных серебряных кластеров при одновременном напылении серебра и кварца в вакууме. В спектрах поглощения и люминесценции наблюдается несколько полос, что связано с широким распределением частиц по размеру, полученных в процессе самоорганизации.

Задача исследования свойств кластеров металлов, состоящих из нескольких атомов, становится всё более актуальной в связи с многообещающей перспективой их технологического применения. При столь малых размерах существенный вклад в их оптические свойства вносят квантово-размерные эффекты, благодаря чему их электронно-энергетическая структура становится подобна молекулярной. Особенный интерес представляют кластеры благородных металлов (золота, серебра), которые показывают хорошую способность к люминесценции. Кластеры серебра, первоначально синтезированные в твердых матрицах, показали свою перспективность в качестве люминофоров [1].

Цель данной работы – разработка технологии создания металлических кластеров в диэлектрической матрице, а также анализ абсорбционно-люминесцентных свойств полученных образцов и влияния на них термической обработки. Металлические кластеры серебра и золота были получены при одновременном напылении металла и диэлектрика (кварц) на поверхность диэлектрических подложек (кварц и сапфир). Полученная структура представляет собой диэлектрическую пленку с металлическими включениями.

Образцы напылялись в вакуумной камере PVD-75 (Kurt J. Lesker), при давлении остаточных паров $\sim 10^{-6}$ Торр. Скорость напыления и количество осажденного материала контролировались с помощью кварцевых микровесов. Были получены образцы с содержанием серебра от 1% до 2,2%. Далее измерялись их спектры оптической плотности (СФ-56 ЛОМО) и флуоресценции (RF-5301 Shimadzu) до и после термической обработки, при 200 °С в течении 1 часа.

На Рис. 1, 2 изображены спектры оптической плотности, люминесценции и возбуждения люминесценции образцов с содержанием серебра 1,2% до и после термической обработки. В спектре поглощения после напыления можно выделить 3 пика на длине волны 297 нм, 329 нм и 401 нм, которые можно объяснить наличием кластеров в структуре с количеством атомов в кластере менее 12. После термической обработки коротковолновые пики пропадают, это может быть связано с тем, что частицы под воздействием температуры объединяются в более крупные частицы [2].

В спектре люминесценции наблюдается 2 пика на длине волны 495 нм и 645 нм. Спектры возбуждения для данных полос различаются. Наиболее эффективно длинноволновый максимум возбуждался на 329 нм, что полностью совпадает с центральным пиком в спектре поглощения. Люминесценция на 495 нм соответствует длинноволновому пику в спектре поглощения (~ 400 нм). После термической обработки наблюдалось красное смещение пика на 495 нм и деградация длинноволнового пика. Таким образом длинноволновый максимум можно связать с самыми маленькими частицами. Аналогичные результаты были получены для пленок с большим содержанием серебра, с ростом которого наблюдался длинноволновый сдвиг полосы люминесценции.

Также все образцы были измерены повторно через месяц и через два месяца. При этом наблюдался значительный рост оптической плотности и сдвиг максимума поглощения до 450 нм, что соответствует плазмонному резонансу в серебряных наночастицах.

Данные результаты можно свести к следующему. При таком способе напыления образуются металлические кластеры. В процессе самоорганизации формируется пленки с достаточно широким распределением частиц по размеру. Так, поглощение на 297 нм и 329 нм, а также люминесценция на 650 нм можно связать с кластерами с числом атомов менее 12, а поглощение на 400 нм и люминесценцию на 500 нм с более крупными частицами. При отжиге

происходит формирование более крупных частиц, что приводит к деградации коротковолновых максимумов поглощения.

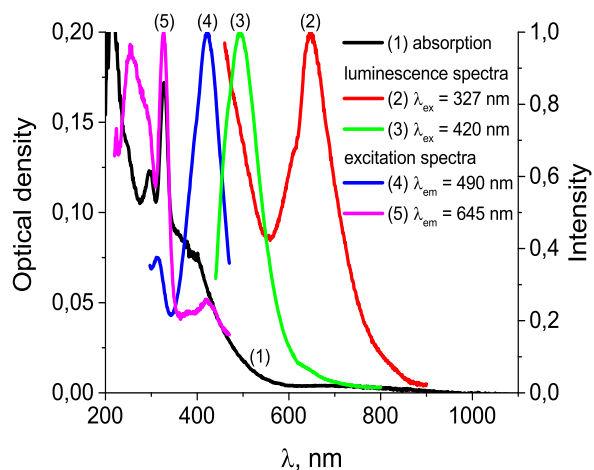


Рис. 1. Спектры оптической плотности, люминесценции тонких пленок с содержанием серебра 1,2% до и после термической обработки

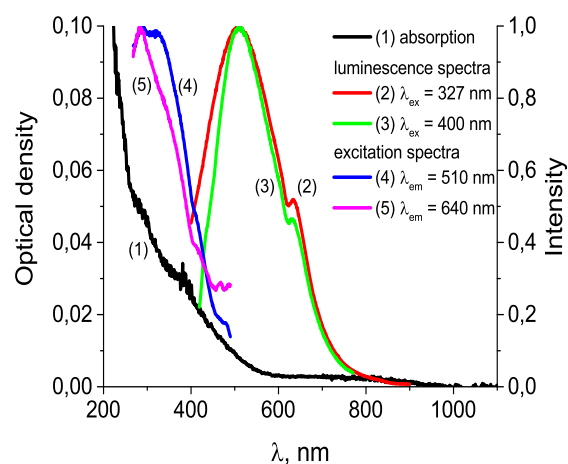


Рис. 2. Спектры оптической плотности, люминесценции тонких пленок с содержанием серебра 1,2% до и после термической обработки

Планируется провести аналогичные эксперименты с диэлектрическими пленками содержащие золотые включения.

1. O. S. Wolfbeis, A. P. Demchenko, *Springer series on fluorescence*, **9**, 2010
2. Jie Zheng, Chen Zhou, Mengxiao Yu, Jinbin Liu, *Nanoscale*, **4**, 2012

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЕ БЛИЖНЕГО ОКРУЖЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

Дададжанов Д.Р., Вартанян Т.А., Баранов М.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Наночастицы обладают рядом уникальных оптических, электрических и магнитных свойств, которые в последние десятилетия стали активно использоваться в различных приложениях [1]. Особый интерес представляют металлические наночастицы (НЧ) с плазмонным резонансом, нашедшие разнообразное применение в нанобиотехнологии и наномедицине [2]. Высокая чувствительность плазмонного резонанса к диэлектрическому окружению легла в основу нового поколения безметочных биосенсоров, действие которых основано на распространении поверхностных плазмон-поляритонов в тонких золотых и серебряных пленках [3]. Несмотря на то, что подобные приборы появились на рынке 15 лет назад, ряд принципиальных возможностей для их совершенствования и развития остается неиспользованным. В частности, разработки, основанные на плазмонном резонансе, локализованном в металлических НЧ, остаются на стадии лабораторных исследований. В то же время локализованный в НЧ плазмонный резонанс проявляет не меньшую чувствительность к диэлектрическому окружению, чем распространяющийся по поверхности тонкой пленки плазмон-поляритон. Таким образом, использование металлических НЧ, поддерживающих плазмонные колебания, дает возможность совместить высокую чувствительность плазмонного резонанса к диэлектрической проницаемости окружающей среды с высокой мобильностью металлической наночастицы. Использование металлических НЧ открывает совершенно новые возможности в исследовании внутриклеточных процессов. Теоретический анализ и подробное численное моделирование [4] процесса перехода серебряной наносферы через плоскую границу раздела двух сред показали, что плазмонный резонанс, трехкратно вырожденный в однородной среде, при приближении сферической НЧ к границе раздела сред расщепляется на два компонента с различными частотами. По мере приближения к границе раздела расщепление вначале растет, затем убывает, меняет знак, вновь растет и наконец исчезает, когда частица полностью переходит во вторую среду и удаляется от границы раздела. Более сложные процессы, сопровождающие эндоцитоз, такие как обволакивание частицы клеточной мембраной, также приводят к заметным изменениям плазмонного резонанса и могут быть обнаружены экспериментально. Для наблюдения этих процессов необходимо создание однородного ансамбля серебряных НЧ в водной среде.

В данной работе в качестве исследуемого объекта были использованы НЧ серебра с диаметром от 20 до 30 нм. Формирование НЧ проходило методом лазерной абляции металлической мишени в дистиллированной воде. В качестве источника излучения, была использована вторая гармоника излучения Nd:YAG-лазер с длиной волны 532 нм. Регистрация спектров поглощения исследуемых образцов выполнялась с помощью спектрофотометра СФ-56 (ЛОМО, Россия). Данные о среднем размере НЧ были получены с помощью сканирующего электронного микроскопа MERLIN (Carl Zeiss).

На Рис. приведен спектр поглощения полученного нами коллоидного раствора серебряных НЧ в дистиллированной воде и в сахарозе. Хорошо различимая полоса, наблюдаемая на длине волны 405 нм и с шириной 85 нм, соответствует плазмонному резонансу НЧ серебра.

Также на Рис. представлены результаты численного моделирования в программной среде Comsol Multiphysics сечения поглощения серебряных НЧ с радиусом 10 нм в водной среде, а также окруженной оболочкой, с показателем преломления 1,4 и толщиной 3 нм. Такая модель соответствует НЧ, полностью окруженной клеточной мембраной [5] и погруженной в водную среду. Анализ данных показал, что полосы поглощения коллоидных растворов НЧ серебра в воде и сахарозе смещены в длинноволновую область спектра в отличие от расчетных данных при тех же условиях. Отличие рассчитанных спектров сечения поглощения от экспериментально измеренных спектров экстинкции связано с рядом обстоятельств. Прежде всего, уширение экспериментального спектра связано с разбросом частиц по размерам, что

подтверждается снимками со сканирующего электронного микроскопа. Отличие формы частиц от идеальной сферической, также приводит уширению экспериментальных спектров.

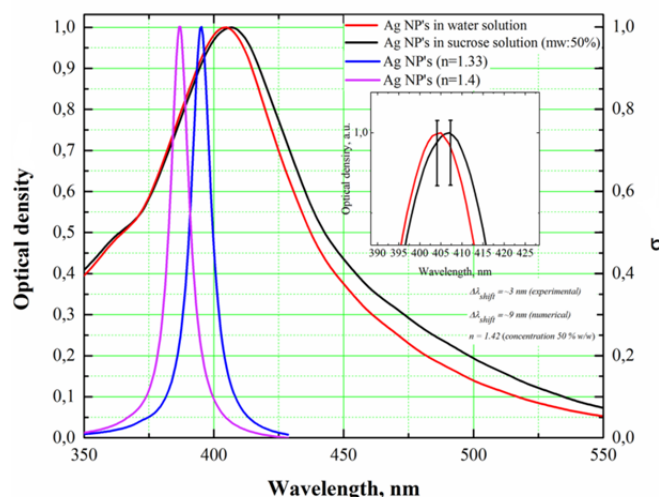


Рисунок. Спектральные характеристики НЧ серебра (Ag). Оптическая плотность коллоидного раствора серебряных НЧ в воде (красная кривая) и в сахарозе (черная кривая). Положение и ширина дипольного резонанса НЧ в воде (фиолетовая кривая) и в среде с показателем преломления 1.4 (синяя кривая). На вставке сдвиг максимума спектра экстинкции при изменении показателя преломления среды показан в увеличенном масштабе

Согласно численному расчету в Comsol Multiphysics, максимум сечение поглощения серебряных НЧ в воде достигается на длине волны 386 нм, а в среде с показателем преломления 1,4 на длине волны 395 нм. Сдвиг, максимума, составляющий 9 нм может быть без труда зарегистрирован.

В результате выполненной работы был получен водный коллоидный раствор серебряных НЧ диаметром 20-30 нм, свободных от стабилизирующих агентов. Данный раствор был стабилен в течение длительного времени. Также было установлено, что при изменении показателя преломления среды с 1.33 до 1.4 сдвиг максимума локализованного плазмонного резонанса составил 3 нм. Таким образом, была подтверждена возможность использования серебряных НЧ, полученных методом лазерной абляции в водной среде для мониторинга процесса эндоцитоза.

1. de Aberasturi, D.J., A.B. Serrano-Montes, and L.M. Liz-Marzán, Modern applications of plasmonic nanoparticles: from energy to health. *Advanced Optical Materials*, 2015. **3(5)**: p. 602-617.
2. Letfullin, R. and B. Murphy, Application of plasmonic nanomaterials in nanomedicine. 2011, Издательство СумДУ.
3. Anker, J.N., et al., Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature materials*, 2008. **7(6)**: p. 442-453.
4. Vartanyan, T., K. Baryshnikova, and S. Przhibel'skii. Metal nanosphere at an interface: revival of degeneracy of a dipole plasmon. in *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. IOP Publishing.
5. Chen, A. and V.T. Moy, Cross-linking of cell surface receptors enhances cooperativity of molecular adhesion. *Biophysical Journal*, 2000. **78(6)**: p. 2814-2820.

О ВЗАИМОСВЯЗИ ОПТИЧЕСКОЙ И МЕХАНИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ СТЕКЛЯННЫХ КОМПОЗИТОВ С ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ПОКРЫТИЯМИ

Каунов В.С.*, Аткарская А.Б.**

Новороссийский Политехнический институт, Новороссийск, Россия

*БГТУ им В.Г. Шухова, Белгород, Россия

Пленки, микротвердость по Виккерсу, золь-гель технологии, оптическая прочность, пороговая плотность энергии.

Цель представленной работы – установление взаимосвязи между оптической и механической прочностью стеклянных композитов с одно- и двухслойными покрытиями системы $TiO_2-Me_xO_y$, где: Me_xO_y – оксиды кадмия, цинка, олова, меди и железа, вводимые в количестве 2 и 10 мас. %. Под однослойным покрытием понимается функциональное покрытие, нанесенное непосредственно на подложку, двухслойное дополнительно содержало барьерный слой диоксида кремния, нанесенный непосредственно на стекло, поверх которого нанесено функциональное покрытие. Прекурсоры для приготовления пленкообразующего золя: алкоксид титана и оксиды прочих металлов, растворенные в соляной кислоте. Катализатор гидролиза алкоксида титана – соляная кислота. Скорость нанесения покрытий 3,8 мм/с.

Для изучения оптической прочности стеклянных нанокомпозитов, был использован метод лазерного абляционного разрушения импульсами наносекундной и микросекундной длительности, микротвердость по Виккерсу измеряли на приборе Nexus 4504.

На Рис. 1 (а,б) представлена зависимость оптической плотности

($F_{bn}(1)$ - наносекундная длительность импульса разрушения), F_{bm} (2-микросекундная длительность импульса разрушения), J/cm^2) композитов от микротвердости (H , МПа).

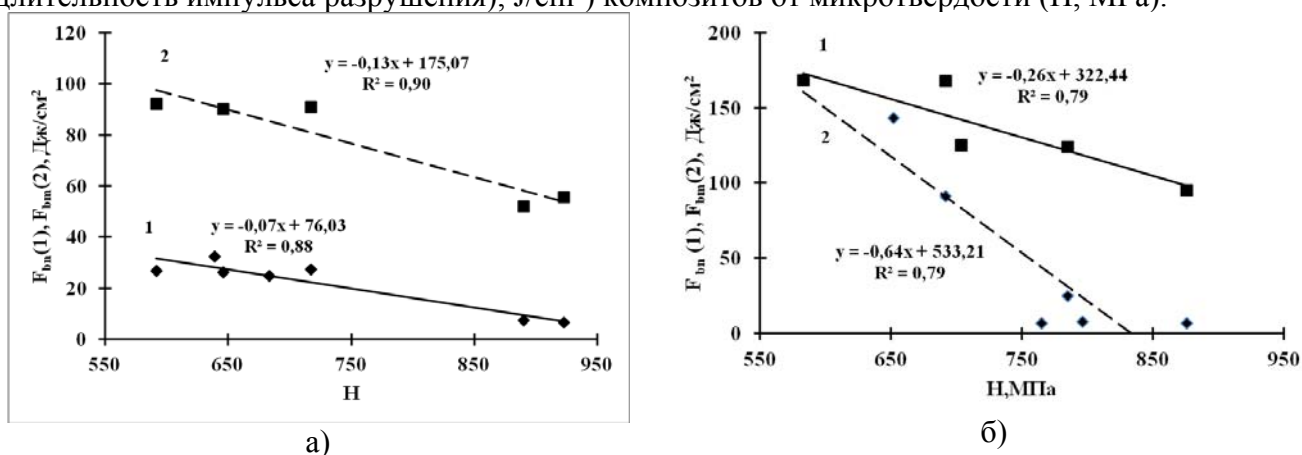
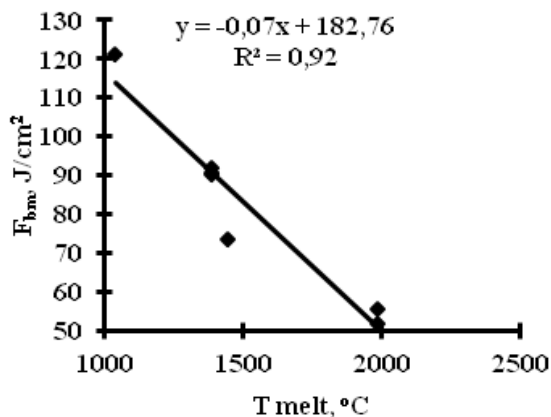


Рис. 1. Зависимость пороговой плотности энергии лазерного абляционного разрушения от микротвердости композитов. а- двухслойное, б- однослойное покрытие

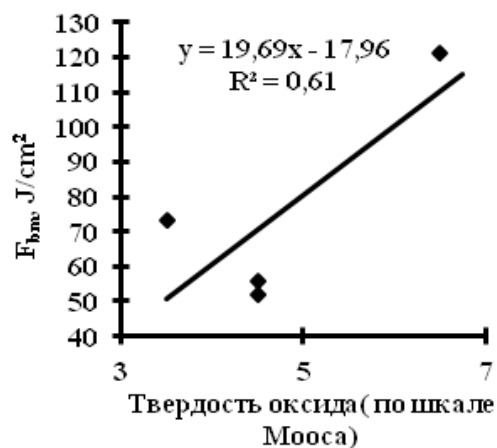
Отметим, что указанные на Рис. 1 линии трендов характеризуются достаточно высокими коэффициентами аппроксимации: 0,88 и 0,90 для пороговых плотностей энергии нано- и микросекундного импульсов- рис. а) и 0,79 для обеих линий тренда на рис. б).

Очевидно, что пороговые плотности энергии абляционного разрушения как нано-, так и микросекундным лазерным импульсом снижаются по мере повышения микротвердости покрытий. Следует также отметить, что золь-гель покрытия отличаются от пленок, нанесенных различными вариантами вакуумного напыления, широким переходным слоем пленка – подложка, вносящего определенный вклад в означенные зависимости [1-3].

Следует отметить, что пороговая плотность энергии наносекундного лазерного импульса также весьма чувствительна к отражению композита на рабочей длине волны лазера 1064 нм, а пороговая плотность энергии микросекундного лазерного импульса понижается с ростом температуры плавления модифицирующего и повышается с увеличением твердости этого оксида по шкале Мооса (Рис. 2).



а)



б)

Рис. 2. Графики зависимостей пороговых плотностей энергии микросекундного лазерного импульса от: а - температуры плавления модифицирующего оксида, б - твердости оксида по шкале Мооса

Из результатов работы очевидно:

1. Пороговая плотность энергии нано- и микросекундного лазерного импульсов снижается по мере повышения микротвердости композитов по Виккерсу;
2. Пороговая плотность энергии наносекундного лазерного импульса зависит от коэффициента отражения композита на рабочей длине волны лазера 1064 нм.
3. Пороговая плотность энергии микросекундного лазерного импульса понижается с ростом температуры плавления модифицирующего оксида и повышается с ростом твердости оксида по шкале Мооса.

1. Аткарская А.Б. Влияние состава золь-гель пленок на диффузию компонентов из стеклянной подложки Стекло и керамика, 1998, №5, с.9-11

2. Аткарская А.Б., Киян В.И., Машир Ю.И. Взаимодействие стеклянной подложки с золь-гель растворами// Стекло и керамика, 2001, №5, с.8-10.

3. A. B. Atkarskaya and V. G. Shemanin . Influence of the Interaction of Components in a Transient Layer of Oxide Film–Glass Substrate on Properties of the Composite Material// Glass Physics and Chemistry, 2015, Vol. 41, No. 5, pp. 515–521.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ

Ильюшин Ю.В.

Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

Доклад посвящён анализу формирования тепловых полей на основе данных спектральных анализаторов. По результатам экспериментов выявлены нарушения в формировании тепловых полей. Получены инфракрасные снимки. Получены снимки наноструктуры сплавов.

Проблема комплексного повышения боевой эффективности артиллерийских систем является весьма сложной и многосторонней. Немалое место при этом занимают вопросы повышения точности попадания средств поражения (ракет, управляемых и неуправляемых снарядов, боевых частей, блоков и элементов) в цель.

Улучшение точностных характеристик долгое время осуществлялось по сходным принципам и направлениям. В первую очередь, это относится к исследованиям в области повышения сопротивляемости материалов различным факторам среды, в частности, увеличению термоупругости для уменьшения теплового изгиба ствола, повышению термоустойчивости и износостойкости орудий в процессе стрельбы. Этот недостаток можно в компенсировать на этапе выплавки стали.

При выплавки стали артиллерийских стволов из руды получают наноструктуры с большим содержанием примесей. Однако, при рассмотрении структуры в спектральном анализаторе, можно обнаружить, что края сплава, и некоторые элементы, по неизвестной причине, центральной части так и не прогреты (Рис.).

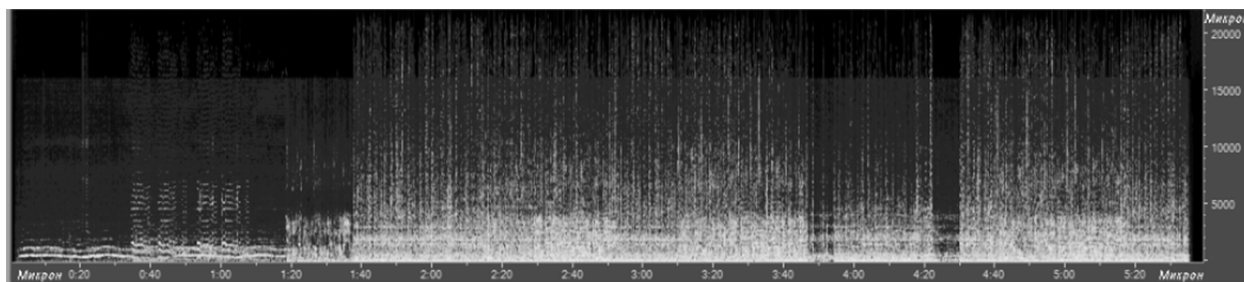


Рисунок. Спектральный снимок стали в процессе температурной обработки

Соответственно эти части больше подвержены тепловой деформации, коррозии и обладают меньшей живучестью [1].

Данная проблема решается с помощью принципиально нового подхода в формировании тепловых полей в печах закалки и прокатки металла. Данный подход заключается в замене сплошных нагревательных элементов на карбидокремниевые нагревательные элементы (Патент № 132938) в печах прокатки и закалки стали [2].

1. Ilyushin Y., Pervukhin D., Afanasieva O., Klavdiev A., Kolesnichenko S. The methods of the synthesis of the nonlinear regulators for the distributed one-dimension control objects// Modern Applied Science; **Vol. 9**, No. 2;42-61, 2015

2. Ilyushin Y., Pervukhin D., Afanasieva O., Klavdiev A., Kolesnichenko S. The methods of the synthesis of the nonlinear regulators for the distributed one-dimension control objects// Journal of Theoretical and Applied Information Technology; **Vol.82**. No.1., 54-67, 2015.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ СТАБИЛИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ ПО РЕЗОНАНСАМ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Коваленко Д.В.***, Басалаев М.Ю.***, Юдин В.И.*******

*Институт лазерной физики СО РАН, Россия

**Новосибирский государственный университет, Россия

***Новосибирский государственный технический университет, Россия

При использовании формализма матрицы плотности проведено теоретическое исследование и максимизация модуля наклона сигнала ошибки для стандартов частоты, стабилизированных по резонансам насыщенного поглощения.

Одним из основных фундаментальных явлений в области нелинейной лазерной спектроскопии газов является резонанс насыщенного поглощения (РНП). Чаще всего РНП используется на практике в конфигурации из двух встречных световых волн одинаковой частоты, взаимодействующих с общим переходом в атоме (молекуле). При этом, в спектре поглощения одной из волн (пробной) РНП наблюдается в центре широкого доплеровского контура в виде узкого провала, который может использоваться в качестве частотного репера для стабилизации оптических стандартов частоты.

В настоящее время одними из наиболее известных оптических (в том числе транспортируемых) стандартов частоты являются He – Ne- и Nd: YAG-лазеры, стабилизируемые по РНП на колебательно-вращательных переходах молекул метана и йода [1, 2].

Важной задачей для стандартов частоты является повышение их стабильности. В оптических стандартах частоты широко используется модуляция частоты лазера ω по гармоническому закону вблизи резонансной частоты перехода ω_0 . При этом необходимо исследовать наклон сигнала ошибки вблизи ω_0 , так как данный наклон является одним из параметров, определяющих стабильность стандартов частоты [3]. Данное исследование для стандартов частоты, стабилизированных по РНП, в приближении слабого поля проведено в работах [4, 5].

В данной работе в качестве модели рассматривалось взаимодействие двухуровневой системы газа атомов (молекул) (Рис. 1) со стоячей волной (формула (1)):

$$E(t) = E_1 \cdot e^{-i(\omega t - kz + \Phi(t))} + E_2 \cdot e^{-i(\omega t + kz + \Phi(t))} + \text{к.с.}; \quad \Phi(t) = \mu \sin(f_m t). \quad (1)$$

Здесь E_1, E_2 есть амплитуды поля, ω – частота лазера, k – волновое число, μ, f_m – индекс и частота фазовой модуляции соответственно. Для математического описания использовался стандартный формализм матрицы плотности (формула (2)):

$$\hat{\rho}(t) = \sum_{a,b} |a\rangle \rho_{ab}(t) \langle b|, \quad (2)$$

где $a, b=1,2$. В этом случае динамика двухуровневой системы в резонансном приближении с учётом только первых пространственных гармоник описывается системой квантово-механических уравнений на матричные компоненты $\rho_{ab}(t)$ (формула (3)):

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_{11} &= \gamma_{sp} \rho_{22} + i(\Omega_1^* \rho_{21}^{(1)} - \rho_{12}^{(1)} \Omega_1) + i(\Omega_2^* \rho_{21}^{(2)} - \rho_{12}^{(2)} \Omega_2) \\ [\partial_t + \gamma_{sp}] \rho_{22} &= i(\Omega_1 \rho_{12}^{(1)} - \rho_{21}^{(1)} \Omega_1^*) + i(\Omega_2 \rho_{12}^{(2)} - \rho_{21}^{(2)} \Omega_2^*) \\ [\partial_t + \gamma_{opt} + i(\delta + \partial_t \Phi(t) - kV_z)] \rho_{12}^{(1)} &= i\Omega_1^* (\rho_{22} - \rho_{11}) \\ [\partial_t + \gamma_{opt} + i(\delta + \partial_t \Phi(t) + kV_z)] \rho_{12}^{(2)} &= i\Omega_2^* (\rho_{22} - \rho_{11}) \\ \rho_{ba} &= \rho_{ab}^* \quad (a, b = 1, 2); \quad \text{Tr}\{\hat{\rho}\} = \rho_{11} + \rho_{22} = 1; \quad \partial_t \Phi(t) = \Delta f \cos(f_m t). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\delta = \omega - \omega_0$ есть отстройка частоты лазера ω от частоты перехода ω_0 , V_z – проекция скорости атома (молекулы) на ось z , $\Delta f = \mu f_m$ – амплитуда модуляции. Далее, $\Omega_1 = d_{21} E_1 / \hbar$ и $\Omega_2 = d_{21} E_2 / \hbar$ есть частоты Раби для перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ (d_{21} есть приведенный матричный элемент для перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$), γ_{sp} есть скорость спонтанного распада верхнего уровня $|2\rangle$, γ_{opt} есть

общая скорость декогерентизации (спонтанная, столкновительная, пролетная) оптического перехода $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$.

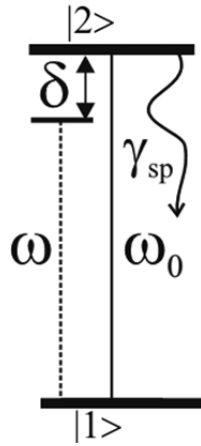


Рис. 1. Схема двухуровневой системы

В качестве исследуемого сигнала рассматривалось поглощение пробной волны, которое в расчете на один атом (молекулу) и в приближении оптически тонкой среды определяется как (формула (4)):

$$A(t, kV_z) = 2 \operatorname{Im}\{\Omega_1^* \rho_{21}^{(1)}(t, kV_z)\}. \quad (4)$$

Для стабилизации частоты, обычно используется техника синхронного детектирования, когда сигнал ошибки формируется как функция от отстройки δ (формула (5)):

$$S_{err}[\delta] = \frac{1}{T} \frac{1}{\sqrt{\pi}V_0} \int_0^T \cos(f_m t + \varphi) dt \int_{-\infty}^{+\infty} A(t, kV_z) e^{\frac{V_z^2}{V_0^2}} dV_z, \quad (5)$$

где V_0 – тепловая скорость атома (молекулы), $\cos(f_m t + \varphi)$ есть опорный сигнал, $T=2\pi/f_m$ есть период модуляции, φ есть фазовый сдвиг опорного сигнала по отношению к закону $\partial_t \Phi(t)$.

Типичный вид сигнала ошибки (5) представлен на Рис. 2 и имеет форму дисперсионной кривой. Наклон кривой в центре линии определяется как (формула (6)):

$$K = \tan(\alpha) = \left. \frac{\partial S_{err}}{\partial \delta} \right|_{\delta=0}. \quad (6)$$

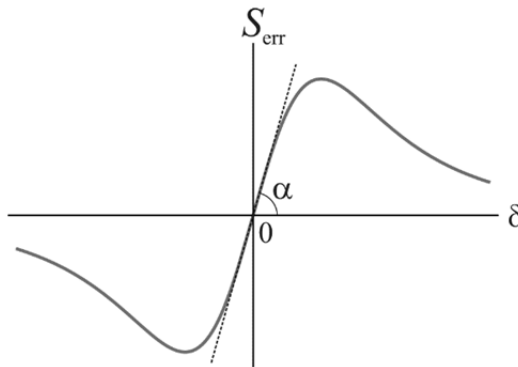


Рис. 2. Схематическое изображение сигнала ошибки $S_{err}[\delta]$

Таким образом на основе разработанного нами теоретического метода [6], позволяющего находить точное периодическое решение для матрицы плотности, минуя Фурье-анализ, был рассчитан и максимизирован модуль наклона сигнала ошибки $|K|$ для произвольных параметров лазерного поля (Ω_1 и Ω_2), гармонической модуляции фазы поля (μ , f_m) и фазового сдвига опорного сигнала φ . Было показано, что оптимальный режим стабилизации соответствует динамическому режиму взаимодействия поля с атомами, который существенно отличается от стандартного описания резонансов РНП в рамках квазистационарного подхода (при малых частотах модуляции).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-32-00127 мол_а, № 16-32-60050 мол_а_дк), Министерства образования и науки РФ (грант 3.1326.2017/4.6).

1. М.А. Губин, А.Н. Киреев, А.Б. Пнев, Д.А. Тюриков, Д.А. Шелестов, А.С. Шелковников, *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, сер. «Приборостроение»*, **S2**, №0236-3933, 199-213, (2011).
2. М.Н. Скворцов, М.В. Охапкин, А.Ю. Невский, С.Н. Багаев, *Квант. электрон.*, **34**, №12, 1101-1106, (2004).
3. F. Riehle, *Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim*, №3-527-40230-6, (2004).
4. В.А. Барашев, В.М. Семибаламут, Е.А. Титов, *Квант. электрон.*, **6**, №2, 261-266, (1979).
5. А.А. Курбатов, А.А. Луговой, Е.А. Титов, *Опт. и спектр.*, **100**, №3, 400-403, (2006).
6. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaeв, *Phys. Rev. A*, **93**, №013820 (2016).

ВЛИЯНИЕ ПАРАЗИТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКЕ, НАПОЛНЕННОЙ ПАРА́МИ АТОМОВ РУБИДИЯ И БУФЕРНЫМ ГАЗОМ

Новокрещенов А.С.*, Бражников Д.В.** **

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Работа посвящена магнитооптическим резонансам электромагнитно-индуцированной абсорбции в газе атомов, возбуждаемых встречными световыми волнами. Исследовано влияние паразитного магнитного поля, которое всегда присутствует в экспериментах в области газовой ячейки, на параметры резонансов и эффект «гиперконтраста», предсказанный ранее.

После своего открытия в 1976 году [1] явление когерентного пленения населенностей (КПН) было исследовано во множестве научных лабораторий. К настоящему времени имеется ряд предложений по использованию этого нелинейного явления в различных областях оптической физики, например, в лазерной спектроскопии, лазерном охлаждении нейтральных атомов, квантовой информатике, оптических коммуникациях и нелинейной оптике [2, 3]. Основное спектроскопическое проявление КПН состоит в наблюдении резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [4], который обычно наблюдается в виде узкого провала в поглощении лазерного излучения, когерентно взаимодействующего с газом атомов. Причем, отличительной особенностью этого резонанса является его ширина, которая может быть значительно меньше естественной ширины линии атомного перехода. В англоязычной литературе для таких резонансов даже используется специальный термин «subnatural-width resonance». Этот провал также часто называют «темным» резонансом, поскольку он приводит к резкому уменьшению флюоресценции газовой ячейки. ЭИП уделяют особое внимание в области квантовой метрологии при создании миниатюрных атомных часов и магнетометров нового поколения.

В определенном смысле электромагнитно-индуцированная абсорбция (ЭИА) [5] является противоположным эффектом к ЭИП. Обычно этот эффект наблюдается как «яркий» резонанс, т.е. в виде увеличения поглощения и флюоресценции газовой ячейки. В стандартных схемах наблюдения [5, 6] он вызван спонтанным переносом анизотропии с возбужденного состояния на основное [7]. К сожалению, эффект ЭИА не нашел такого разнообразия применений, как эффект ЭИП. Это, главным образом, обусловлено тем фактом, что в отличие от ЭИП-сигнала, характеристики яркого резонанса (амплитуда и ширина) в стандартных схемах наблюдения не могут быть улучшены широко используемыми методами, основанными на применении буферного газа или ячейки с антирелаксационным покрытием стенок.

В работах [8,9] мы исследовали новую магнитооптическую схему, которая позволяет наблюдать резонансы ЭИА, вызванные явлением КПН, а не спонтанным переносом анизотропии. Оказалось, что новая схема может быть также использована для получения резонансов ЭИА с хорошими характеристиками [10], так как позволяет использовать буферный газ или ячейку с антирелаксационным покрытием. В работе [10] ЭИА-резонансы получаются сканированием статического магнитного поля, приложенного параллельно волновым векторам встречных волн. Отметим, что в стандартной Ханле-конфигурации используется одна бегущая волна [6]. На Рис. 1 приведены примеры магнитооптических резонансов, рассчитанных для атомного перехода $F_g=1 \rightarrow F_e=1$ в D_1 линии атома ^{87}Rb (константа спонтанной релаксации $\gamma=2\pi \times 5.57$ МГц, $\lambda=794.8$ нм). Коэффициент поглощения определен согласно формуле:

$$\eta(\Omega) = \frac{I_0 - I_{out}}{I_0}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность пробного пучка на входе в газовую ячейку, а I_{out} – выходная интенсивность. Этот коэффициент исследуется как функция величины статического управляемого соленоидом магнитного поля \vec{B} , которое входит в (1) в виде частоты Лармора Ω ,

характеризующей величину расщепления магнитных подуровней основного состояния: $\Omega = g\mu_B B/\hbar$, где $\mu_B = 927.4 \times 10^{-23}$ эрг/Гс – магнетон Бора, g – фактор Ланде для основного состояния атома F_g , а B – амплитуда магнитного поля, направленного вдоль оси квантования z .

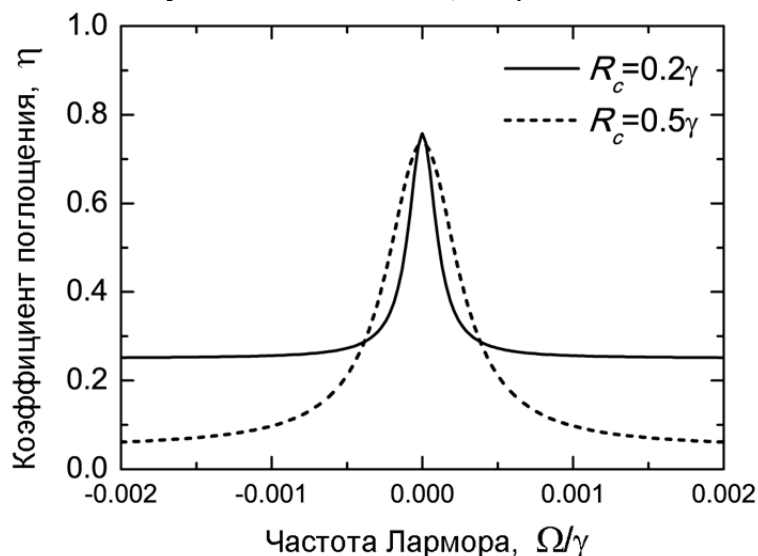


Рис. 1. Пример резонансов ЭИА при использовании модифицированной схемы Ханле. Здесь R_c – частота Раби для волны накачки, при этом для пробного пучка полагается $R_p = 0.05\gamma$. Константа столкновительной релаксации $\gamma_c = 50\gamma$, а скорость затухания анизотропии основного состояния принята равной $10^{-5}\gamma$

В реальных экспериментах помимо контролируемого соленоидом продольного магнитного поля \vec{B} всегда присутствует паразитное поле, связанное с недостатками магнитной экранировки газовой ячейки. Продольная компонента паразитного поля приводит лишь к сдвигу магнитооптического резонанса, поэтому основной интерес представляет компонента этого поля, ортогональная направлению волновых векторов волн (\vec{B}_\perp). Известно, что эта компонента может оказывать существенное влияние как на параметры «субнатуральных» магнитооптических резонансов (ширина, амплитуда, контраст), так и на их знак. В связи с этим, возникает необходимость изучения влияния ортогональной компоненты паразитного поля на нелинейные магнитооптические резонансы и в случае модифицированной схемы, предложенной в работе [10].

В настоящей работе мы изучили вопрос, связанный с степенью влияния паразитного магнитного поля \vec{B}_\perp и выработали рекомендации по степени контроля над этим полем для наблюдения магнитооптических резонансов с высокими характеристиками и, в частности, для наблюдения эффекта «гиперконтраста», который был предсказан в работе [10] как резкое увеличение контраста ЭИА-сигналов при использовании встречных световых волн и открытых атомных переходов. В настоящих тезисах мы лишь вкратце обсудим влияние направления паразитного магнитного поля. Как видно из Рис. 2, параметры ЭИА-резонансов существенным образом зависят от полярного угла ориентации поля \vec{B}_\perp . Так, при $\alpha = \pi/2$, что соответствует направлению паразитного поля параллельно вектору линейной поляризации пробного пучка, наблюдается наиболее сильное влияние паразитного поля на контраст и ширину нелинейного резонанса (контраст резонанса ЭИА на фотоприемнике фактически равен амплитуде этого резонанса в коэффициенте поглощения χ , введенного выше). При этом, в зависимости от амплитуды паразитного поля, контраст ЭИА может уменьшаться от довольно высоких значений (50% при $\alpha = 0$) до весьма низких (единицы %).

Таким образом, для наблюдения магнитооптических резонансов с высокими характеристиками необходимо контролировать остаточное магнитное поле в области газовой ячейки на уровне $\Omega_\perp \leq 10^{-4}\gamma$, что для ^{87}Rb соответствует амплитуде поля примерно 0.8 мГс и является довольно жестким условием, требующем применения высококачественных многослойных магнитных экранов.

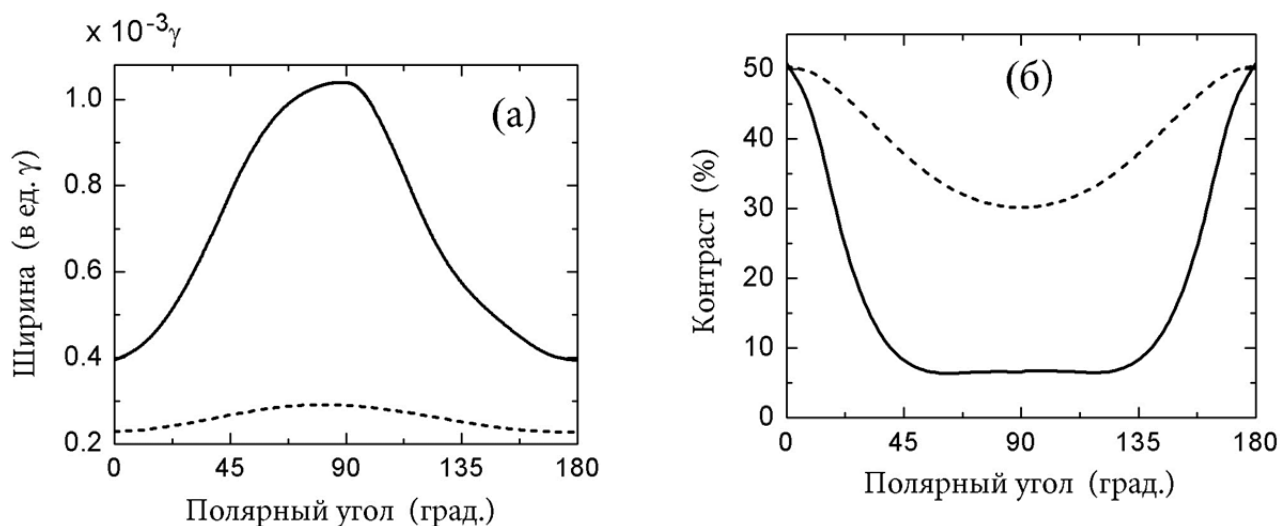


Рис. 2. Зависимость ширины (а) и контраста (б) резонанса ЭИА от полярного угла ориентации паразитного магнитного поля при двух значениях частоты Лармора для этого поля: $\Omega_{\perp} = 5 \times 10^{-4}\gamma$ (сплошная кривая) и $\Omega_{\perp} = 10^{-4}\gamma$ (штриховая). Остальные параметры такие же, как и для Рис. 1

Результаты работы представляют интерес для квантовой магнитометрии и нелинейной магнитооптики. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 15-02-08377 и 17-42-543193).

1. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols, *Nuovo Cimento*, В **36**, 5 (1976).
2. Б.Д. Агапьев и др., *УФН*, **163**, 1 (1993).
3. E. Arimondo, *Progress in Optics*, **35**, 257 (1996).
4. S.E. Harris, *Physics Today*, **50**, 36 (1997).
5. A.M. Akulshin, S. Barreiro, A. Lezama, *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998).
6. Y. Dancheva et al., *Opt. Commun.*, **178**, 103 (2000).
7. A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, *Phys. Rev. A*, **61**, 011802 (2000).
8. Д.В. Бражников, А.В. Тайченачев, А.М. Тумайкин, В.И. Юдин, И.И. Рябцев, В.М. Энтин, *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 694 (2010).
9. D.V. Brazhnikov, A.V. Taichenachev, V.I. Yudin, *Eur. Phys. J. D*, **63**, 315 (2011).
10. D.V. Brazhnikov, A.V. Taichenachev, A.M. Tumaikin, V.I. Yudin, *Laser Phys. Lett.*, **11**, 125702 (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА СТАБИЛИЗАЦИИ АТОМНЫХ ЧАСОВ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ

Басалаев М.Ю., Юдин В.И., Коваленко Д.В., Тайченачев А.В.

Новосибирский государственный университет, Россия,

Новосибирский государственный технический университет, Россия,

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

Работа посвящена теоретическому исследованию динамического режима формирования сигнала ошибки для резонансов когерентного пленения населенностей, возбуждаемых в трех-уровневой Λ -системе бихроматическим полем. Определены оптимальные параметры гармонической модуляции двух-фотонной отстройки, используемой в системе автоматической подстройки частоты для генерации сигнала ошибки.

Источники стабильного по частоте периодического сигнала (стандарты частоты) играют важную роль в навигации, системах связи и передачи информации [1]. В атомных часах (стандартах частоты и времени) стабилизация частоты генератора осуществляется путем его «привязывания» к частоте атомного перехода. При совпадении частоты зондирующего (пробного) поля с частотой атомного перехода в отклике (например, сигнале поглощения, пропускания или люминесценции) возникает резонанс. Этот резонанс используется для организации обратной связи и стабилизации частоты генератора. Отдельный класс среди атомных часов представляют часы, основанные на так называемом эффекте когерентного пленения населенностей (КПН) [2, 3]. Главными преимуществами КПН-часов являются малое энергопотребление и компактность в сочетании с достаточно высокими метрологическими характеристиками [4, 5].

Важным вопросом является определение оптимальных режимов стабилизации частоты в КПН часах. В ряде экспериментальных работ [6-8] было показано, что наклон сигнала ошибки существенно зависит от параметров гармонического сигнала (частоты и амплитуды), используемого в системе автоматической подстройки частоты. В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования данного вопроса с учетом влияния низкочастотных шумов на стабильность атомных часов.

В качестве модели мы будем рассматривать резонанс когерентного пленения населенностей (также называемый темным резонансом), который формируется в трех-уровневой Λ -системе энергетических уровней под действием резонансного двухчастотного (бихроматического) поля:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + \text{к.с.} \quad (1)$$

Этот резонанс возникает при условии, что разность оптических частот резонансных полей ($\omega_1 - \omega_2$) сканируется вблизи частоты перехода между нижними энергетическими уровнями Λ -системы $|1\rangle$ и $|2\rangle$, т.е. $(\omega_1 - \omega_2) \approx \Delta$ (Рис. 1). Математическое описание взаимодействия атомов с полем будем проводить на основе формализма атомной матрицы плотности $\hat{\rho}(t)$, удовлетворяющей следующему операторному уравнению:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} + \hat{\Gamma}_{sp} \{\hat{\rho}\} + \hat{\Gamma}_{opt} \{\hat{\rho}\} + \hat{\Gamma}_i \{\hat{\rho}\} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0, \hat{\rho}] - \frac{i}{\hbar} [\hat{V}, \hat{\rho}], \quad (2)$$

где \hat{H}_0 – гамильтониан невозмущенного атома; \hat{V} – оператор взаимодействия атома с полем (в электродипольном приближении); оператор $\hat{\Gamma}_{sp} \{\hat{\rho}\}$ описывает спонтанную релаксацию возбужденного состояния; оператор $\hat{\Gamma}_c \{\hat{\rho}\}$ определяет затухание оптических когерентностей; оператор $\hat{\Gamma}_i \{\hat{\rho}\}$ отвечает за релаксацию атомов к изотропному распределению по нижним энергетическим уровням.

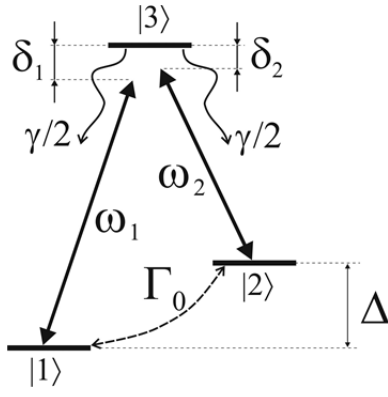


Рис. 1. Схема трехуровневой квантовой системы Λ -типа

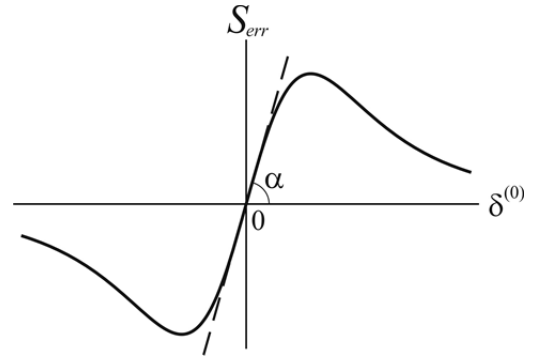


Рис. 2. Схематическое изображение зависимости сигнала ошибки S_{err} от постоянной составляющей двух-фотонной (рамановской) отстройки $\delta^{(0)}$

В качестве исследуемого сигнала рассматривается мощность лазерного луча на выходе их ячейки с атомным газом. В приближении оптически тонкой среды спектроскопический сигнал пропорционален следующей величине:

$$A(t) = -2 \operatorname{Im}[\Omega_1 \rho_{13} + \Omega_2 \rho_{23}], \quad (3)$$

где Ω_1 и Ω_2 есть Раби частоты для переходов $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, ρ_{13} и ρ_{23} – элементы матрицы плотности (оптические когерентности). Стабилизация частоты генератора осуществляется путем добавления в сигнал дополнительной гармонической модуляции, что приводит к зависимости двух-фотонной отстройки от времени по закону:

$$\delta_r(t) = \delta^{(0)} + F \cos(f_m t) = \delta^{(0)} + M f_m \cos(f_m t), \quad (4)$$

где $\delta^{(0)}$ – некоторая постоянная составляющая двух-фотонной отстройки, f_m – частоты модуляции, F – амплитуда частотной модуляции, а $M = F/f_m$ есть индекс модуляции. Для формирования сигнала ошибки S_{err} применяется техника синхронного детектирования с опорным сигналом, что математически может быть записано как

$$S_{err}(\delta^{(0)}) = \frac{1}{T} \int_0^T A(t) \cos(f_m t + \phi) dt, \quad (5)$$

где $T = 1/f_m$ – период модуляции, ϕ – фаза опорного сигнала относительно сигнала модуляции. Типичный вид зависимости сигнала ошибки $S_{err}(\delta_r^{(0)})$ схематически показан на Рис. 2 и имеет форму дисперсионной кривой. Одной из ключевых характеристик, определяющих стабильность атомных часов, является наклон кривой ошибок в центре линии (Рис. 2):

$$K = \tan(\alpha) = \left. \frac{\partial S_{err}}{\partial \delta^{(0)}} \right|_{\delta^{(0)}=0}, \quad (6)$$

который зависит от параметров модуляции лазерного излучения. Другой ключевой характеристикой, влияющей на стабильность атомных часов, является спектральная плотность шумов $N(f_m)$, которая определяется техническими особенностями конкретной экспериментальной установкой. Качество стандарта частоты (его нестабильность), главным образом, зависит от отношения $N(f_m)/|K|$. В связи с этим, возникает актуальная задача об исследовании и максимизации величины наклона K . Также необходимо учесть роль шумовой составляющей сигнала при определении оптимальных режимов формирования сигнала ошибки. В качестве модели низкочастотных шумов мы рассматриваем следующую:

$$N(f_m) = N_0 (1 + f_0/f_m), \quad (7)$$

где $N_0 = N(f_m \rightarrow \infty)$ представляет собой спектральную плотность белого шума; f_0 – некоторый частотный параметр, связанный с так называемым фликкер-шумом частоты (или шум $1/f$).

Наши расчеты показывают, что значение оптимальной частоты модуляции f_m существенным образом зависит от f_0 . А именно, с ростом f_0 оптимальное значение f_m смещается

в высокочастотную область, причем эта зависимость имеет нелинейный характер. Ограничение сверху для f_m должно определяться исходя из технических особенностей (используемой элементной базой электронных узлов и их схем) конкретного устройства.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №16-32-60050 мол_а_дк), Российского научного фонда (грант 16-12-10147).

1. A.D. Ludlow et al., *Rev. Mod. Phys.*, **87**, 637 (2015).
2. J. Vanier, *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
3. V. Shah, J. Kitching, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **59**, 21 (2010).
4. S. Knappe et al., *Optics Express*, **13**, 1249 (2005).
5. Z. Wang, *Chin. Phys. B*, **23**, 030601 (2014).
6. I. Ben-Aroya, M. Kahanov, G. Eisenstein, *Optics Express*, **15**, 15060 (2007).
7. M. Kahanov, I. Ben-Aroya, G. Eisenstein, *Optics Letters*, **33**, 944 (2008).
8. E.E.Mikhailov et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, 417 (2010).

АДСОРБЦИЯ И ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ДЕСОРБЦИЯ АТОМОВ Rb С ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО САПФИРА И СТЕКЛА

Петров П.А., Буркова М.А., Нигматулин Ф. О., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследована фотодесорбция атомов Rb с поверхности сапфира и стекла. Установлена зависимость кинетической энергии фотодесорбированных атомов от энергии кванта десорбирующего излучения. Определена энергия связи адсорбированного атома с поверхностью. Проведено численное моделирование времяпролётного спектра получаемого в эксперименте.

Металлы щелочной группы, такие как цезий, рубидий, натрий, и калий, исторически занимают особое место в науке и технике. Фундаментальный интерес к ним связан с наличием одного электрона на внешней оболочке атома, что делает их водородоподобными системами с переходами в оптическом и ближнем ИК-диапазоне. На атомах цезия был впервые реализован стандарт частоты, что открыло новый этап в развитии приборов учёта времени и навигации. Так же, из-за узких Λ -резонансов и резонансов на тёмных модах [1], щелочные металлы получили применение в качестве датчиков магнитного поля в магнитометрах. Применяются магнитометры достаточно широко - от разведки полезных ископаемых, до абсолютно безвредного, не инвазивного исследования мягких тканей человека, таких как мозг или сердце. В перспективе, оптические элементы на щелочных металлах, позволят создать элементы квантового компьютера.

Широкому применению щелочных металлов способствует также большая упругость их паров при относительно низких температурах. Так, плотность паров цезия и рубидия достаточна для оптических измерений уже при комнатной температуре. В то же время высокая реакционная способность щелочных металлов ограничивает выбор материалов, пригодных для изготовления содержащих их кювет. Для этой цели подходят такие материалы, как стекло, сапфир и кварц. Стойкость к агрессивным средам, тепловые свойства, а так же прозрачность в видимом и ИК диапазоне делает их отличной парой щелочным металлам в качестве материала содержащей их ёмкости.

Критическим параметром для приборов, содержащих пары щелочных металлов, является время жизни атома в возбуждённом состоянии. В макроскопических ячейках оно определяется, в основном, межатомными взаимодействиями и, в меньшей степени, взаимодействием с поверхностью. Повышение надёжности, плотности размещения и создание новых нелинейных оптических элементов, требует нового уровня миниатюризации и перехода к нанометровым масштабам элементов. Здесь, начинают преобладать взаимодействия атома с поверхностью. Преобладающим процессом является адсорбция атомов на поверхности стенок кюветы, ведущая к тушению возбуждённых атомов.

Согласно современной теории, адсорбированный атом («адатом») образует с поверхностью квазимолекулярный комплекс [2,3]. При этом электронная оболочка атома деформируется и его спектр поглощения уширяется до сотен нанометров. Экспериментальное определение энергии адсорбции и установление механизма обмена энергией между атомом и поверхностью имеет ключевое значение для создания теоретической модели этого типа взаимодействия.

Энергия адсорбции может быть определена экспериментально при исследовании процесса, обратного по отношению к адсорбции, а именно, десорбции. В условиях термодинамического равновесия оба процесса идут одновременно, и их конкуренция определяет стационарную поверхностную концентрацию адсорбированных атомов. Такое равновесие может быть нарушено оптическим излучением, попадающим в полосу поглощения адсорбированных атомов. В этом случае помимо обычной термической десорбции, существующей в темноте, появляется дополнительный процесс – фотодесорбция, который и был исследован в нашей работе.

Мы исследовали фотодесорбцию атомов рубидия с поверхности кристаллического сапфира с использованием времяпролётной методики. С помощью мощного импульсного

лазера, перестраиваемого в диапазоне 414 - 1900 нм, атомы Rb десорбировались с подложек. Детектирование десорбированных атомов осуществлялось по поглощению излучения узкополосного полупроводникового лазера, настроенного на $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ ($F=3 \rightarrow F'=4$) переход атома Rb, соответствующий длине волны 780 нм. Луч детектирующего (пробного) лазера был направлен параллельно поверхности, с которой десорбировались атомы на известном расстоянии от нее.

Определено распределение фотодесорбированных атомов по скоростям отлета. Оказалось, что это распределение близко к максвелловскому распределению по скоростям в равновесном газе. Путем подгонки теоретической формы времяпролетного спектра к результатам эксперимента определена эффективная температура отлетающих атомов. Определена зависимость кинетической энергии десорбированных атомов от энергии фотодесорбирующего импульса. Установлено, что при малой энергии десорбирующего импульса скорость отлетающих атомов от нее не зависит, но, начиная с определенного порогового значения, кинетическая энергия отлетающих атомов начинает быстро расти, что свидетельствует о переходе от однофотонного механизма фотодесорбции к термическому. В допороговой области была исследована зависимость кинетической энергии отлетающих атомов от длины волны десорбирующего излучения. Оказалось, что скорость отлёта атомов растёт при уменьшении энергии десорбирующего кванта. Дана интерпретация этого неожиданного результата, основанная на учете процессов фотодесорбции атомов в возбужденном состоянии.

Результаты экспериментов по фотодесорбции использованы для определения зависимости концентрации адсорбированных атомов на поверхности подложки от ее температуры. Путем аппроксимации измеренной температурной зависимости соответствующим больцмановским фактором [2], определено значение энергии связи адатомов Rb с исследованными подложками.

1. Moi L., Cartaleva S., *Europhysics News*, **43**, №. 6, 24-27, (2012).
2. А.М. Бонч-Бруевич, Т.А. Вартамян, А.В. Горланов, Ю.Н Масимов, С.Г. Прижибельский, В.В. Хромов, *ЖЭТФ*, **97**, 1077, (1990).
3. А.М. Бонч-Бруевич, Т.А. Вартамян, С.Г. Прижибельский, В.Н. Смирнов, В.В. Хромов, *ЖЭТФ*, **127**, 1130-1137, (2005).

ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ, СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ И МЕТОД АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ УГЛЕВОДОРОДОВ, НЕФТЕЙ И НЕФТЕПРОДУКТОВ В ХИММОТОЛОГИИ

Обухов А.Е.

ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны РФ», Россия

Методами оптики и спектроскопии и свойств электронных возбужденных состояний: X- и E-рефракции, УФ-, ИК-, Рамана, ЯМР, люминесценции (при $T = 2,6-500K$ и квантовой химии ЛКАО-МО ССП КВ ЧПДП/S изучено атомно-молекулярное электронное и пространственное строение, физико-химические и эксплуатационные свойства N-,O-,S-углеводородов, нефтей и нефтепродуктов, из смесей которых производятся горюче-смазочные материалы с присадками.

По спектральным характеристикам: X- и E-рефракции, УФ, ИК, Рамана, ВКР, 1H и ^{13}C 2D ЯМР и ЭПР, люминесценции ($T = 2,6-77-500 K$) и квантово-химических расчетов методами ЛКАО-МО ССП-КВ ЧПДП/S изучено пространственное и электронное строение многоатомных соединений N-,O-,S-углеводородов, нефтей и нефтепродуктов¹⁻³ (Рис. 1 - 3) и предложен метод атомно-молекулярной идентификации сложных смесей горюче-смазочных материалов в химмотологии. Показано, что механизмы внутренней и интеркомбинационной конверсии при дезактивации энергии возбуждения в спектрах S_iT_j ЭВС определяют сходство или различие: спектральных, флуоресцентных (ФЛ), фосфоресцентных (ФФ), генерационных (ГОИ), полупроводниковых (ПП) и многих других эксплуатационных свойств углеводородов [1-3].

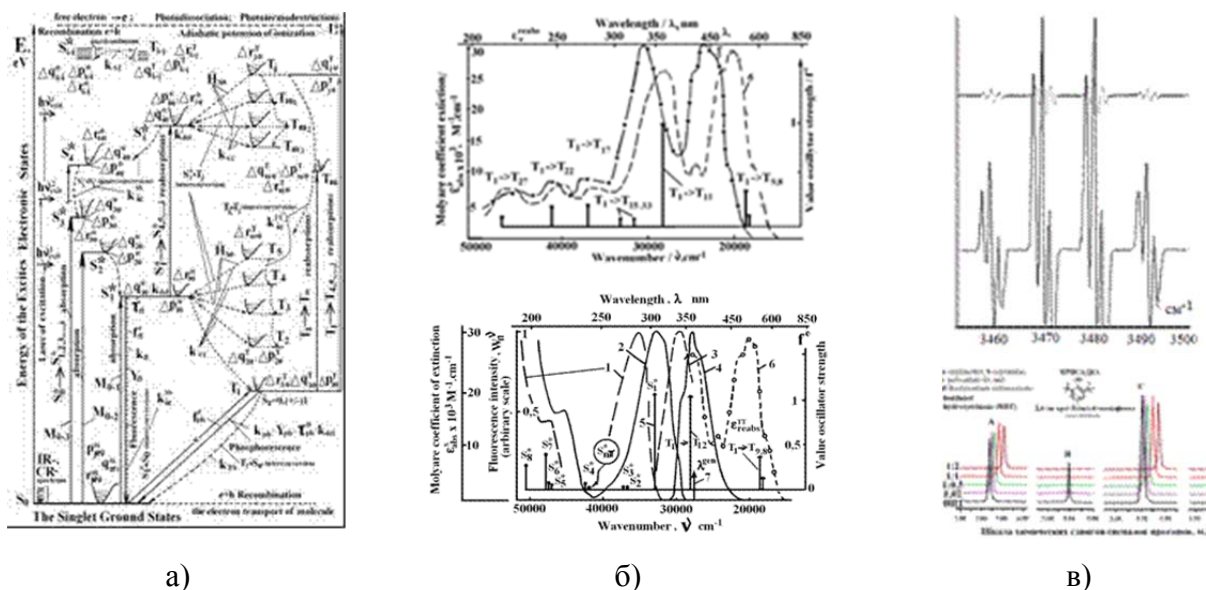


Рис. 1. (а) Многоуровневая полная схема излучательных и многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i и T_j) электронных возбужденных состояний $S^*_iT_j$ ЭВС (“элементарный акт”) многоатомных соединений (дублет D^*_i и квинтет Q^*_j для ионов), рассчитанная квантовохимическими методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/S. Здесь $\{r_n\}$ набор собственных частот колебаний атомных групп квазиосцилляторов, формирующих активный волновой пакет при переходах между промежуточными ЭВС $S^*_{1,...,i}$ и $T_{1,...,j}$; 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. Фосфоресценции. Генерации излучения и спектров наведенного накачкой $S^*_1 \rightarrow S^*_{2,...,i}$ и $T_1 \rightarrow T_{1,...,j}$ поглощения до акта испускания излучения. Обозначены $\Delta r_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ и $\Delta q_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ - длины, порядки

валентных связей, заряды и полные электронные плотности на атомах в СТЭВС; (б) полный спектр S_1T_j ЭВС для 2,5-дифенил-1,3-оксазол (**POP**) и характеристики излучательных (ИП) и спин-орбитальных переходов (СОВ, а цифры в скобках: значения матричных элементов оператора H_{SO} , пунктирные линии). Вертикальными линиями вниз указаны частоты (ν^{ij}) и силы осцилляторов ($f_{fl,phos}^e$ и f_{reabs}^e) переходов; (б) Спектры УФ поглощения ($\epsilon_{полг}(\nu)$, 1, 2) и ФЛ (3, 4) и наведенного $S^*_1 \rightarrow S^*_i$ и $T_1 \rightarrow T_j$ поглощения (5 и 6) в парах (2, 3, 5) и растворах (1, 4, 6, 7) и наведенного накачкой наведенного триплет-триплетного ($T_1 \rightarrow T_j$) поглощения (5, 6) формирующийся за время ($10^{-9} \div 10^{-13}$ с) этанола (5 и 7) и парах (6 и 8) для молекулы 2,5-дифенил-1,3-оксазол (**POP**). (в) Спектры ЯМР 1-Н и ЭПР присадки ионол

Из Рис. 2 видно, что наиболее интенсивными в спектре углеводородного скелета проявляются составные колебания валентных связей деформационного типа с частотами $\nu \approx 1545$ и $\Delta\nu \approx 2800 - 3000$ см^{-1} .

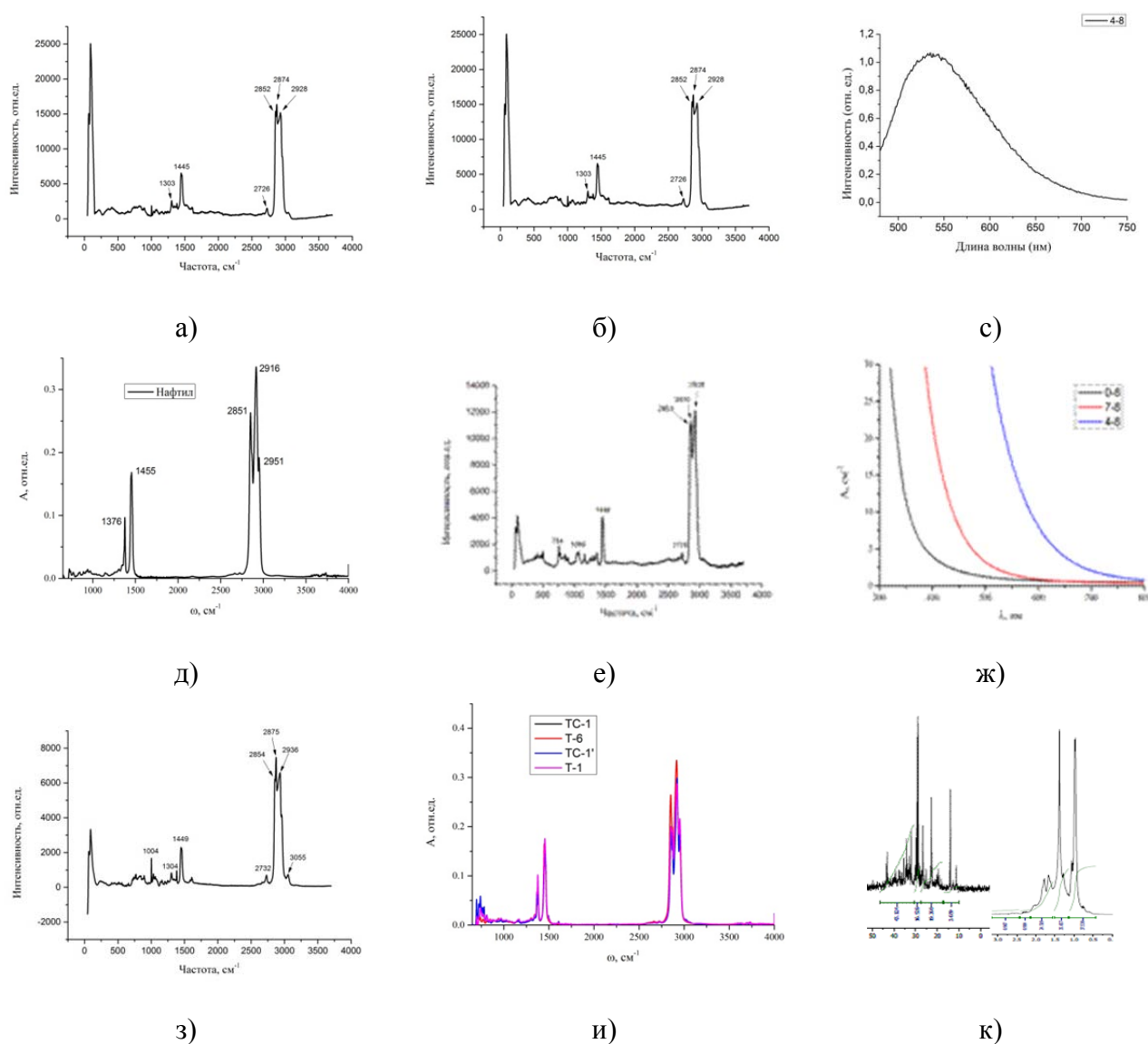


Рис. 2. (а) и (б) Спектры КР и ИК дизельного топлива, (с) спектр люминесценции ион-радикала (д) и (е) КР и ИК спектры нафтила, (ж) спектры УФ поглощения, (з) спектры КР ракетных топлив ТС-1 и (и) ТС-1, Т-6, Т-1, (к) Фрагменты спектров ЯМР 13-С и 1-Н смазочного масла (Bruker 600 МГц)

Предложена универсальная схема многоступенчатых переходов в полном спектре S^*_i и T_j ЭВС, с помощью которой разделены разные типы колебаний, активные при формировании структуры спектров УФ поглощения и ФЛ, ИК- и КР, ион-радикалов, а также наведенного $S_1^* \rightarrow S_i^*$ и $T_1 \rightarrow T_j$ поглощения, которые формируют механизмы многоступенчатой фотоионизации и фотодеструкции (Рис. 1а) гетероциклических соединений.

В ЯМР спектрах 13-С и 1-Н (Рис. 1,в) появляются сигналы резонансных частот групп связей -СН, -СН₂ и -СН₃ парафиновых соединений углеводородов, интегральная интенсивность которых, позволяет с высокой точностью установить относительное количество атомов 13-С и водорода 1-Н и их относительное содержание а.е.м., а рост интенсивности сигналов в области ароматических протонов при эксперименте по ускоренному старению, даёт возможность достоверно выявить наличие окислительных процессов и синтеза ароматических углеводородов, а по ЭПР спектру и ион-радикалов.

Установлен “критический” УФ-интервал длин волн 320÷340 нм, выше которого спектрально-энергетические характеристики резко растут и определяются нелинейной зависимостью совокупностью параметров: энергий, сил осцилляторов и др., от механизмов локализации и делокализации по атомам и группам связей и циклов структуре (Рис. 3) [1-3].

Изучена важная роль спектров триплетных ЭВС и ЭКВ-переходов для генерации излучения на молекулах, а также механизмы наведённого парамагнетизма, возникающего при лазерной, ламповой и электронной накачке. Оценены типы и направления химических реакций радикального типа, которые приводят к резкому изменению физико-химических свойств, а также изменению химического состава углеводородов, что проявляется в УФ-спектрах поглощения масел, в которых наблюдается одна интенсивная и бесструктурная полоса поглощения, занимающая диапазон волновых чисел $\Delta\nu \approx 300 - 800 \text{ см}^{-1}$ (Рис. 2ж).

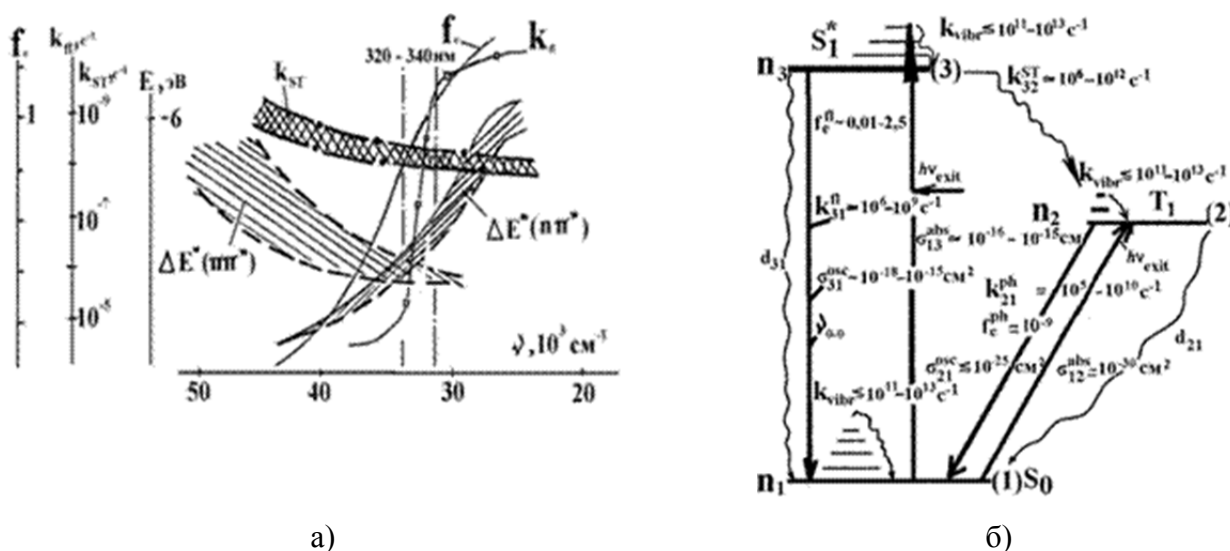


Рис. 3. (а) Спектрально-ФЛ характеристики в рядах N-,O-,S-гетероароматических углеводородов, рассчитанные ЛКАО-МО ССП КВ ЧПДП/S: КС ИКК (k_{ST}) и КС ФЛ (k_{fl}), силы осцилляторов электронного 0-0 перехода (f_e), энергии СЭВС $E(\text{нл}^*)$ и $E(\text{пл}^*)$ типов в рядах гетероароматических молекул для “критического” диапазона длин волн в УФ-спектре 310÷340 нм. (б) (а) Рассчитанные по измеренным КВФЛ и ВЖФЛ для трехуровневой модели баланса населенностей диапазоны изменения: 1) КС ФЛ - Δk_{fl} и КС ИКК - k_{ST} , 2) сил осцилляторов (f_e) в спектрах ФЛ и ФФ методом ЧПДП/S, d_{31} и d_{21} - КС БИП при ВК в рядах моно-, би-, три- и пентациклических соединений

1. А.Е. Обухов, *Спектроскопия основного и электронно-возбужденных состояний многоатомных соединений в разных условиях*, М.: «Спутник+» 274 с (2012).
2. А.Е.Obukhov, *Laser Physics*, 7 (5) 1102-1131, (1997).
3. А.Е.Obukhov, *Proc. SPIE*, 8435, 84351J-12, (2012).

СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СКОРОСТИ ГИДРОЛИЗА ТЕТРАЭТОКСИСИЛАНА ПО КИНЕТИКЕ РОСТА НАНОЧАСТИЦ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Елисеева А.С., Алебастрова А.А., Козлова Е.А., Аткин В.С., Скапцов А.А.

Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского, Саратов, Россия

В работе описывается метод измерения спектров пропускания реакционных растворов тетраэтоксисилана в процессе его гидролиза с образованием наночастиц диоксида кремния. Установлены зависимости скорости гидролиза от концентраций воды и аммиака в реакционной смеси.

Диоксид кремния, как силикагельный, мезопористый материал, имеет широкое распространение применения в различных областях, таких как, медицина, нано и микроэлектроника, зеленые технологии. В настоящее время наночастицы диоксида кремния (SiO_2) получили фармакологическое разрешение на применения в медицине, в качестве абсорбирующего вещества [1], что привело к быстрому развитию технологий покрытия различных наноструктур верхним защитным биосовместимым слоем диоксида кремния [2]. В большинстве работ по синтезу наночастиц SiO_2 и покрытию наноструктур оболочкой диоксида кремния применяется метод Штобера [3], который основан на гидролизе тетраэтоксисилана (TEOS) в водно-спиртовой среде в присутствии водного раствора аммиака в качестве катализатора. Успех покрытия наноструктур верхним слоем SiO_2 зависит от скорости процесса гидролиза TEOS, для которого авторы экспериментально подбирают оптимальные соотношения концентраций воды и аммиака [4].

В работе представлены результаты исследования скорости гидролиза TEOS, по средствам разработанного спектрального метода. Было смоделировано и реализовано с помощью 3D-принтера пластиковое кюветное отделение, в которое помещались образцы для исследования. В режиме реального времени снимались спектры пропускания 50 мм кюветы, в которой происходил синтез наночастиц диоксида кремния. По полученным спектрам была построена зависимость оптической плотности на длине волны 500 нм от времени синтеза (Рис. 1). С помощью электронного микроскопа Mira II LMU (Tescan, Чехия) были исследованы формы и размеры полученных наночастиц (Рис. 2).

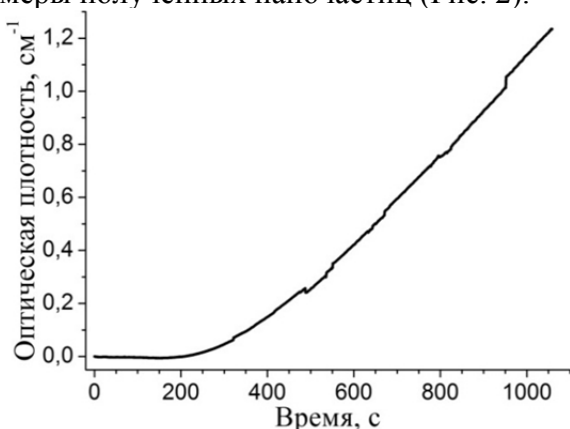


Рис. 1. Временная зависимость оптической плотности реакционной смеси

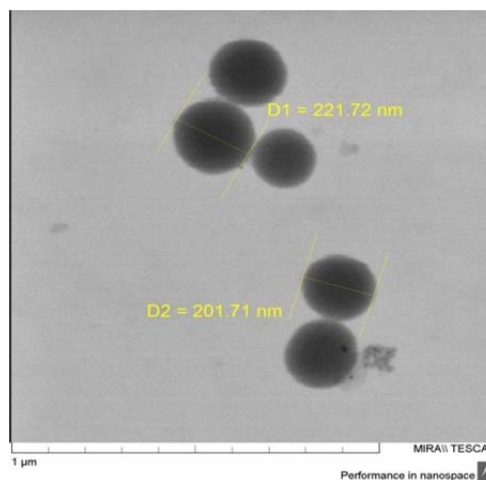


Рис. 2. Электронная микрофотография наночастиц диоксида кремния

Общий объем реакционной смеси 4мл. На общий объем смеси приходилось 3,218 мл изопропилового спирта ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}$), 0,125 мл водного раствора аммиака (NH_4OH), молярность которого равна 2 моль/л, и 0,03 мл TEOS ($(\text{C}_2\text{H}_5\text{O})_4\text{Si}$), молярностью 0,28 моль/л. В мерный

стакан залили 2 мл изопропилового спирта, предварительно поставив его на магнитную мешалку. Скорость перемешивания составляла 130 об/мин при комнатной температуре. Далее к изопропиловому спирту влили водный раствор аммиака и добавляли оставшуюся часть изопропилового спирта. Затем, переливали реакционную смесь из мерного стакана в кюветное отделение и добавляли TEOS. Сразу после добавления и перемешивания начинался процесс регистрации спектров. Через несколько минут реакции, раствор начал мутнеть и приобретать белый оттенок.

По результатам исследования можно сделать вывод, что при гидролизе TEOS оптическая плотность увеличивается линейно с течением времени.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-7898.2016.2

1. Патент РФ № 2003135812/15, 09.12.2003
2. Chen Y.-Sh., Frey W., Kim S., Kruizinga P., Homan K., Emelianov S., Nano letters, **V.11**, I.2, P.348-354, (2011)
3. Stober W., Fink A., Journal of colloid and interface science, **V.26**, P.62-69, (1968)
4. Karg M., Pastoriza-Santos I., Perez-Juste J., Hellweg T., Liz-Marzan L.M., Small, **V.3**, No.7, P.1222– 1229, (2007)

ВЫВОД ФОРМУЛ ДЛЯ РАСЧЁТА ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ СПЕКТРОМЕТРА СО СКРЕЩЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ НА ДВУХ ВОГНУТЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЁТКАХ ДЛЯ ВУФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА 50-115 НМ

Морозов Ю.С., Савушкин А.В.

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

В данной статье приводятся формулы расчёта оптической схемы спектрографа со скрещенной дисперсией с двумя решётками.

Одним из основных требований, предъявляемых к качеству изображения спектра в спектрометрах со скрещенной дисперсией, является полная или почти полная компенсация астигматизма. В противном случае построчное изображение спектра будет «смазанным», строчки в спектрограмме будут частично накладываться друг на друга, что недопустимо.

Известно, что астигматизм отсутствует на нормали вогнутой решётки в схеме Водворта, когда решётка стоит в параллельном пучке. Нами предложена оптическая схема спектрометра со скрещенной дисперсией на двух вогнутых решётках [1]. Эта схема обладает наилучшим пропусканием в ВУФ области спектра, вплоть до 50 нм, где схемы нормального падения ещё работоспособны. Первая вогнутая дифракционная решётка является основным диспергирующим элементом, работающим в высоких порядках спектра, а вторая решётка работает в первом порядке спектра, имеет дисперсию, перпендикулярную первой, и разводит строчки спектров основной решётки на высоте.

Ниже выведены формулы, связывающие основные параметры схемы и решёток.

Основное уравнение дифракционной решётки:

$$k\lambda N = \sin\alpha + \sin\beta, \quad (1)$$

где k — порядок спектра, λ — длина волны (нм), N — плотность штрихов основной решётки (1/мм), α — угол падения, β — угол дифракции.

Продифференцировав выражение (1), получим

$$kNd\lambda = \cos\beta d\beta,$$

откуда выражение для угловой дисперсии примет вид:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{kN}{\cos\beta} \quad (2)$$

В предлагаемой схеме угол падения для основной решётки равен нулю. Тогда из выражения (1) получим:

$$kN = \frac{\sin\beta}{\lambda} \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в (2), получим:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{\operatorname{tg}\beta}{\lambda} \quad (4)$$

Тогда линейная дисперсия примет вид:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\beta}{d\lambda} * F = \frac{\operatorname{tg}\beta * F}{\lambda}, \quad (5)$$

где F — фокусное расстояние второй вогнутой решётки, т.е. расстояние от вершины второй вогнутой решётки до изображения спектра.

Окончательно формула для обратной линейной дисперсии прибора примет вид:

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{1}{\operatorname{tg}\beta} * \frac{\lambda}{F} \text{ нм/мм} \quad (6)$$

Из формулы (6) видно, что для рабочей области спектра 50-115 нм обратная линейная дисперсия прибора будет изменяться более, чем в два раза, в отличие от дифракционных приборов, работающих в одном порядке спектра.

Ниже приведён вывод формулы, связывающей длину первой, максимальной, строки спектра, задаваемой габаритами матричного приёмника излучения, и параметрами решёток.

Для предложенной схемы для основной решётки имеем

$$k\lambda_M = (k + 1)(\lambda_M - \Delta\lambda) = \sigma * \sin\beta, \quad (7)$$

где λ_M — максимальная длина волны в строчке, $\Delta\lambda$ — интервал длин волн в строчке, $(\lambda_M - \Delta\lambda) = \lambda_m$, σ — постоянная решётка.

Расположение длин волн в строчках показано на Рис. ($(\lambda_M - \lambda_m) = \Delta\lambda$).

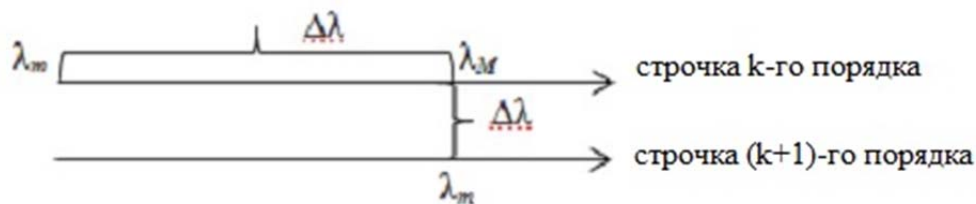


Рисунок. Расположение длин волн в строчках k-го и (k+1)-го порядков спектра

Из выражения (7) имеем:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_M}{k+1} = \frac{\lambda_M * \lambda_m}{\sigma * \sin\beta} \quad (8)$$

Для высоких порядков спектра $\lambda_M \approx \lambda_m$, и тогда выражение (8) можно представить в виде:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_M^2}{\sigma * \sin\beta} \quad (9)$$

Тогда длина первой, максимальной, строки:

$$\Delta l = \frac{dl}{d\lambda} * \Delta\lambda \quad (10)$$

Используя выражения (5) и (9), приведём выражение (10) к виду:

$$\Delta l = \frac{F * \lambda_M}{\sigma * \cos\beta} \quad (11)$$

Ниже приведён вывод формулы, связывающей число строк в спектрограмме с рабочей областью спектра, постоянной решётки и углом дифракции. Разность $\lambda_M - \Delta\lambda$ уменьшается возрастанiem k, причём она обратно пропорциональна k^2 :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_M}{k+1} = \frac{\sigma * \sin\beta}{k(k+1)} \quad (12)$$

Разность же волновых чисел $\nu = \frac{1}{\lambda}$ постоянна:

$$\Delta\nu_k = \nu_M - \nu_m = \frac{1}{\lambda_M} - \frac{1}{\lambda_m} = \frac{k}{\sigma * \sin\beta} - \frac{k+1}{\sigma * \sin\beta} = -\frac{1}{\sigma * \sin\beta} \quad (13)$$

Пусть полный рабочий интервал $\Delta\nu = \nu_{max} - \nu_{min}$, тогда число строк в спектрограмме:

$$n = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_k} = \Delta\nu * \sigma * \sin\beta$$

$$n = \Delta\nu * \sigma * \sin\beta \quad (14)$$

Задавая рабочую область спектра, габаритами матричного приёмника излучения, габаритами прибора и количеством строк, используя выведенные формулы (6), (11) и (14), определяем угол дифракции (угол блеска основной решётки) и постоянную плотность штрихов основной решётки.

Процесс расчёта носит итерационный характер, поскольку постоянная решётки (плотность штрихов нарезки) не может быть произвольным числом (по технологическим причинам).

1. Савушкин А.В., Морозов Ю.С. Патент № 2611712. Дифракционный полихроматор со скрещенной дисперсией. 28.02.2017.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОКСИФТОРИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$

Козлов А.В., Пустоваров В.А.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Изучены оптические и люминесцентные свойства монокристаллов $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$. Обнаружена эмиссионная полоса 2.2 эВ, состоящая из двух компонент с разными стоксовым сдвигом и кинетикой затухания люминесценции. Свечение связано с люминесценцией автолокализованных экситонов в двух неупорядоченных позициях О/Ф.

Кристаллы $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$ принадлежат к группе оксифторидов с общей формулой A_3TiOF_5 . Как и кристаллам семейства сложных молибдатов и вольфраматов [1] им свойственны сильные искажения кристаллической решетки из-за присутствия смешанных лигандов, что позволяет получать новые, привлекательные с точки зрения практического применения люминесцентные свойства.

Оксифториды, будучи по химической устойчивости ближе к оксидам, обладают физическими свойствами присущими как оксидам, так и фторидам. Кроме того, $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$ по своей кристаллической структуре схож со структурой кристаллов KTiOPO_4 , которые нашли широкое применение в нелинейной оптике в качестве эффективного умножителя частоты. На сегодня, для этих кристаллов изучены лишь кристаллическая и электронная структура, дана оценка энергии межзонных переходов, однако, работы, посвящённые вопросам изучения оптических и люминесцентных свойств, отсутствуют.

Монокристаллы были выращены и аттестованы в Институте геологии и минералогии СО РАН, г. Новосибирск. Использовался метод медленной кристаллизации. Для определения кристаллической структуры были применены методы рентгеноструктурного анализа. Схематично кристаллическая структура представлена на Рис. 1. Структура кубическая, пространственная группа $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$, $Z = 4$, присутствует фазовый переход в районе 215 К. Важно отметить, что кристаллическая структура содержит две неупорядоченные позиции О/Ф в октаэдрах TiOF_5 [2, 3].

В настоящей работе для номинально чистых кристаллов $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$ изучены спектры фотолюминесценции (ФЛ), возбуждения фотолюминесценции, в том числе с применением синхротронного излучения в широкой области энергий (4–22 эВ), спектры рентгенолюминесценции, спектры поглощения и отражения, спектры и кинетика затухания импульсной катодолюминесценции (ИКЛ), а также кривые термовысвечивания (8-350 К) рентгенизованных при $T = 8$ К кристаллов.

Часть основных результатов представлена на Рис. 2. Монокристаллы $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$ прозрачны от микроволнового до ближнего ультрафиолетового диапазона. В спектрах ФЛ, ИКЛ, рентгенолюминесценции наблюдается широкая неэлементарная полоса с максимумом в области 2.2 эВ со значительным стоксовым сдвигом (~2 эВ). ФЛ возбуждается исключительно в области длинноволнового края фундаментального поглощения, и в области создания отдельных электронно-дырочных пар, отсутствуют селективные полосы в области прозрачности кристалла.

В спектрах ИКЛ (Рис. 3) отчетливо наблюдается комплексная природа эмиссионной полосы 2.2 эВ. Измерения спектров ИКЛ в разных временных окнах указывает на разное время жизни возбужденных состояний, формирующих излучательные переходы. Это подтверждается измерениями кинетики затухания ИКЛ (Рис. 4). При комнатной температуре в области 2.3 эВ кинетика моноэкспоненциальная с временем затухания ~19 мкс, в низкоэнергетической области 1.8 эВ время затухания ИКЛ составляет единицы миллисекунд.

Анализ полученных результатов показывает, что в спектрах люминесценции комплексная полоса 2.2 эВ связана со свечением автолокализованных экситонов, то есть является собственным свечением, не связанным со свечением примесных центров или дефектов кристаллической решетки. Неэлементарность полосы 2.2 эВ ассоциируется с локальными

искажениями в октаэдре TiOF_5 , связанных с присутствием двух неупорядоченных позиций O/F, что подтверждается данными рентгеноструктурного анализа.

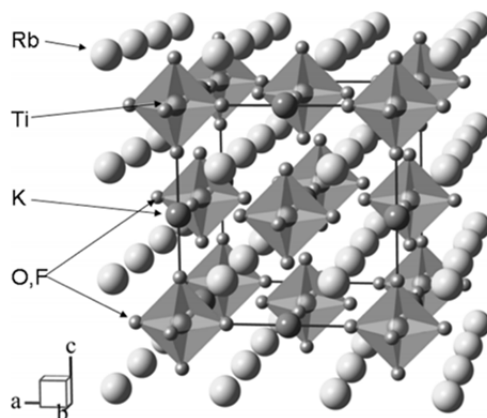


Рис. 1. Схематичная кристаллическая структура монокристалла $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$ [2]

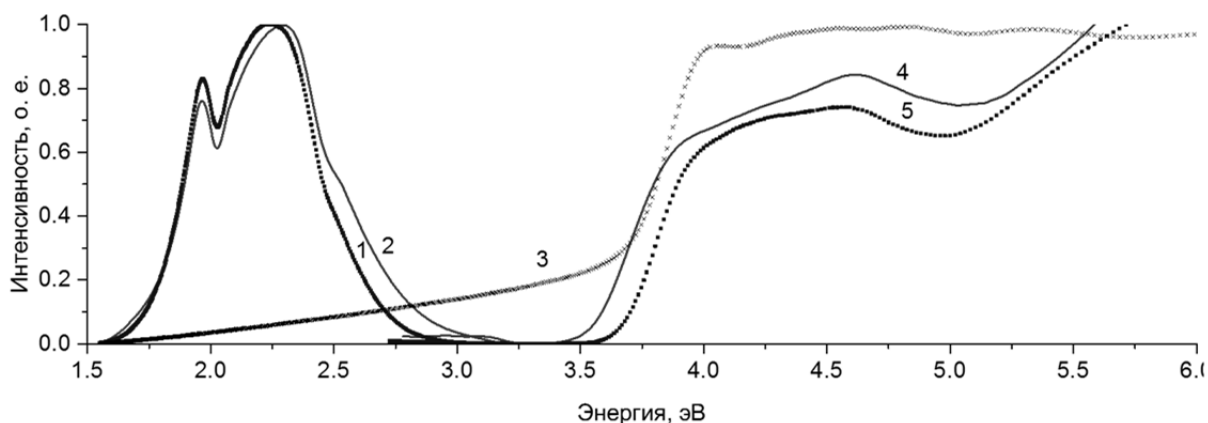


Рис. 2. Нормализованные спектры $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$: 1, 2 – спектры ФЛ, энергия возбуждения 4.2 эВ; 4, 5 – спектры возбуждения ФЛ, энергия эмиссии 2.2 эВ; 3 – спектр поглощения. $T = 300$ (2, 3, 4) и 8 К (1, 5)

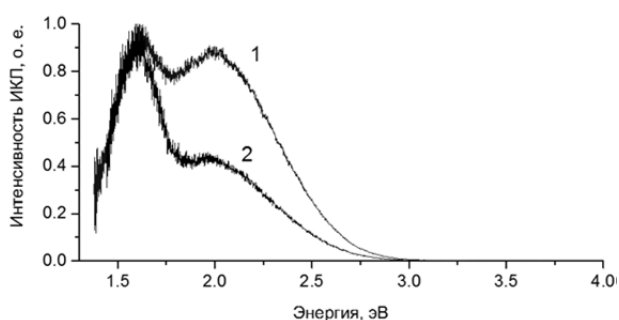


Рис. 3. Спектры ИКЛ $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$, измеренные во временных окнах 0 – 3 мс (1) и 0.1 – 3 мс (2)

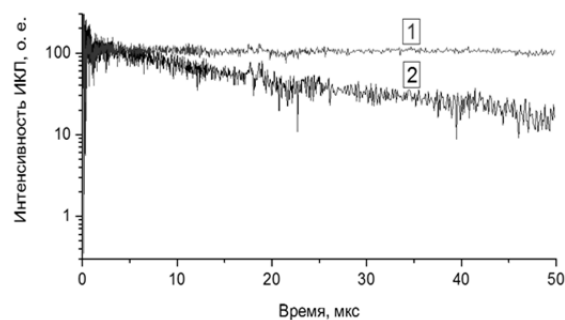


Рис. 4. Кинетика затухания ИКЛ $\text{Rb}_2\text{KTiOF}_5$: $E_{\text{эмис}} = 2.25$ (1) и 1.8 эВ (2), $T = 295$ К

1. A.V. Kozlov, V.A. Pustovarov, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **830**, 012127, (2017)
2. V.V. Atuchin, L.I. Isaenko, V.G. Kesler, et al., *J. Phys. Chem. C*, **117**, 7269–7278, (2013).
3. V.D. Fokina, I.N. Flerov, M.S. Molokeev, et al., *Physics of the Solid State*, **11**, 2175-2183, (2008).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАНОЧАСТИЦ РУТИЛА

Попова Е.В., Латышев А.Н., Овчинников О.В.

ФГБОУ ВО "Воронежский государственный университет",

Воронеж, Россия

На примере наночастиц диоксида титана рутильной фаза показана возможность определения размерного эффекта по спектральным зависимостям фактора поглощения в случае отсутствия в спектре экситонных полос. При уменьшении размера наночастиц от 4 нм до 2 нм обнаружено смещение длинноволновой границы спектра поглощения в сторону большей энергии на 0,3 эВ.

Для наночастиц некоторых веществ (например, диоксид титана и сульфид серебра) в спектре поглощения, как правило, не проявляются особенности, связанные с сильным конфайментом. В случае диоксида титана существуют разногласия по поводу определения квантовой размерности, так как спектры трудно сопоставимы [1-3]. Исследована возможность определения наличия квантоворазмерного эффекта по сдвигу длинноволновой границы спектров поглощения наночастиц разного размера, приведенных к фактору поглощения [4].

Наночастицы TiO_2 приготавливались следующим путем. Порошок коммерческого поликристаллического диоксида титана с маркировкой «Химически чистый» промывали в двукратно дистиллированной воде в течение некоторого времени. Осадок высушивали при температуре 80°C до полного высыхания. Затем он измельчался в агатовой ступке в течение 3 часов. Полученная пудра в количестве 8.5 г осторожно, чтобы исключить перемешивание, помещалась сверху в высокую и узкую цилиндрическую ёмкость высотой 10 см, содержащую 210 мл двукратно дистиллированную воду, после чего происходило осаждение частиц в течение нескольких часов. С помощью мерной пипетки отбирались четыре фракции объёмом 3.0 см^3 на глубинах 2; 3.5; 5 и 8 см. Размер наночастиц сначала оценивался по формуле Стокса и в дальнейшем определялся по электронным фотографиям. Таким образом, удалось получить наночастицы со средним размером от 2 нм до 4 нм. В этом диапазоне размеров по литературным данным должен проявляться размерный эффект.

Отобранные фракции вливались в трехпроцентный раствор желатины при температуре 40°C . Полученная суспензия для предотвращения конгломерации наночастиц обрабатывалась в течение 60 мин ультразвуком с помощью ультразвукового устройства, имеющей мощность 5 Вт и работающей на частоте 100 кГц, и помещалась в кювету. Спектр поглощения измерялся с помощью прибора Ocean Optics XR 2000 в спектральной области 200-1030 нм. Фазовый состав исходного порошка определялся с помощью рентгенографических исследований на рентгеновском дифрактометре Empyrean V.V. (PANalytical). Использовалась линия $\text{K}\alpha$ меди. Кроме того, были получены фотографии просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), обратного электронного рассеяния с помощью просвечивающего электронного микроскопа Libra 120 (Carl Zeiss), работающего при напряжении 120 кВ.

Исследуемые образцы представляли собой слабо рассеивающие объекты. Поэтому оптическую плотность образца $D_{i,\nu}$ для частоты ν можно выразить следующим образом [5]:

$$D_{i,\nu} = 0,43 \sigma_{i,\nu} N_i l, \quad (1)$$

$\sigma_{i,\nu}$ – эффективное сечение поглощения света одной наночастицей при частоте ν , N_i – концентрация частиц, l – толщина кюветы. Считая наночастицы сферическими и учитывая выражение (1), фактор эффективности поглощения света можно представить так [5]:

$$Q_{i,\nu} = \frac{4 \sigma_{i,\nu}}{\pi d_i^2} = \frac{4}{\pi d_i^2 N_i l} D_{i,\nu}, \quad (2)$$

где d_i - средний диаметр наночастицы.

На Рис. 1,2 изображены электронная фотография и обратное электронное рассеяние для образца 1. Для других образцов они аналогичны. По электронных фотографиях можно сделать вывод о том, что образцы состоят из изолированных наночастиц, которые имеют округленную форму. Обратное электронное рассеяние дает дифрактограмму наночастиц, которая

соответствуют фазе рутила. В таблице представлены характеристики наночастиц в каждом образце (средний вес, средний размер наночастиц, определенный по ПЭМ и по ширине колец обратного электронного рассеяния электронов, концентрация наночастиц).

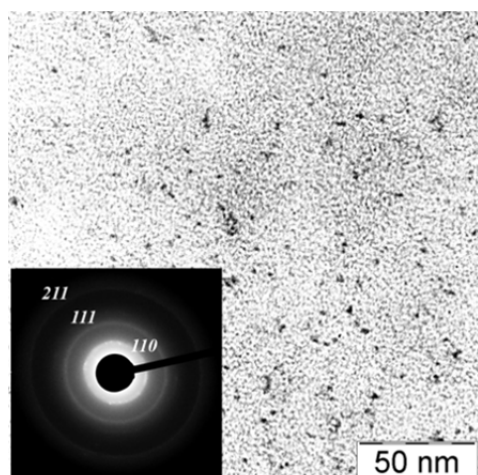


Рис. 1. Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), на врезке обратное электронное рассеяние, для образца 1

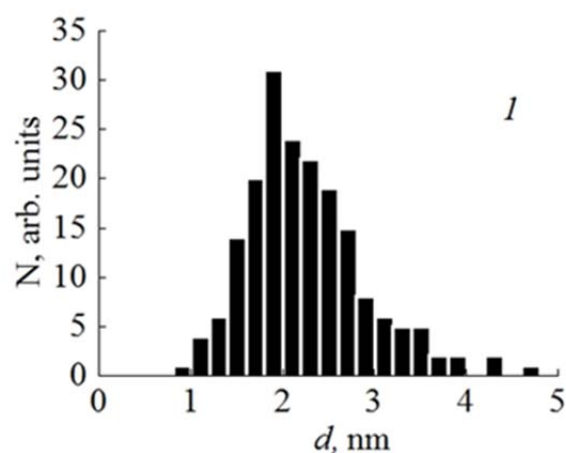


Рис. 2. Распределение по размеру для образца 1

Таблица. Параметры наночастиц диоксида титана

№ образца	Средний диаметр НЧ, оцененный по микродифракции, нм	Средний диаметр НЧ по ПЭМ, нм	Концентрация $N_i \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$
1	1.8	2.1 ± 0.5	4.5 - 4.8
2	3.3	2.3 ± 0.7	4.7 - 4.9
3	4.0	2.8 ± 0.9	3.1 - 3.5
4	7.5	3.6 ± 1.0	2.1 - 2.4

Спектральные зависимости оптической плотности исследуемых образцов не имели особенностей в виде экситонных полос. Формы кривых этих зависимостей зависели от концентрации и размера наночастиц. Сравнение кривых методом Тауца [1 - 4] проблематично ввиду того, что такие наночастицы состоят лишь из нескольких элементарных ячеек. Кроме того, ввиду значительной доли поверхностных состояний у малых частиц их вклад в спектр вблизи длинноволновой границы сильно зависит от размера. Поэтому возникает неопределённость в определении размерного эффекта по сдвигу длинноволновой границы.

В тоже время, кривые фактора эффективности поглощения проходят практически симбатно (Рис. 3), то есть их формы подобны. Кривые отличаются только сдвигом. Величину этого сдвига можно определить при любом значении фактора эффективности. Так, смещение полосы на уровне значения фактора эффективности $Q_{i,v} = 0,18 \cdot 10^4$ третьего образца относительно четвёртого составляет 0,12 эВ, смещение полосы второго образца относительно третьего – 0,08 эВ, смещение полосы первого относительно второго образца составляет 0,1 эВ, а относительно четвёртого – 0,30 эВ.

Близкие значения получаются и для других значений фактора эффективности поглощения. Таким образом, положение полосы поглощения наночастиц диоксида титана зависит от их размера в диапазоне от 2 до 4 нм, а величина сдвига для размеров в этом диапазоне значений размеров достигает величины, равной 0,3 эВ.

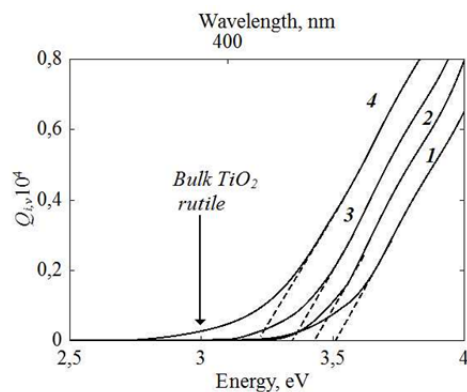


Рис. 3. Спектральные зависимости фактора эффективности поглощения нанокристаллов TiO_2 разного размера. Нумерация кривых соответствует номерам образцов

В случае отсутствия особенностей в спектре поглощения наночастиц наличие квантоворазмерного эффекта, выражающегося только в сдвиге полосы поглощения, следует определять по спектрам фактора эффективности поглощения. Полученные результаты указывают на существование квантоворазмерного эффекта для наночастиц диоксида титана, имеющих размер в диапазоне 2 – 4 нм. Он проявляется в сдвиге полос на несколько десятых электрон-вольт относительно положения кривых, соответствующих самым крупным наночастицам.

1. S.M. Gupta, M. Tripathi, *Chinese Sci Bull*, **56**, 16, 1639–1657,(2011)
2. N. Serpone, D. Lawless, R. Khairutdinovt, *J. Phys. Chem.*, **99**, 16646-16654, (1995).
3. S. Monticone, R. Tufeu, A.V. Kanaev, E. Scolan, C. Sanchez, **162–163**, 565–570, (2000).
4. N. Satoh, T. Nakashima, K. Kamikura, K. Yamamoto, *Nature Nanotechnology*, **3**, 106 – 111, (2008).
5. C.F. Bohren, D.R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons, (1983).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТИОГЛИКОЛЕВОЙ КИСЛОТЫ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Ag_2S

Кондратенко Т.С., Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Винокур Я.А., Мацукович А.С.* , Корза Е.В.* , Троцюк Л.Л.*

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», 39406, Воронеж,
Россия

*ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова» НАН Беларуси, 220072, Минск,
Республика Беларусь

Представлены результаты спектроскопического анализа механизма межмолекулярного взаимодействия в системе стабилизатор (тиогликолевая кислота (TGA)) - полупроводниковая квантовая точка (КТ) Ag_2S . По ИК спектрам поглощения показано, что наиболее вероятным является взаимодействие атомов серы в меркаптогруппе с оборванными связями Ag^+ в интерфейсной части КТ Ag_2S . В реализуемых условиях синтеза молекулы TGA ионизируются и существуют в виде карбоксильных солей на поверхности частиц КТ Ag_2S .

Принципиальным свойством, отличающим коллоидные КТ от традиционных полупроводниковых материалов, является возможность их существования в виде коллоидных растворов и зелей, что расширяет возможности манипулирования такими объектами. В то же время коллоидные КТ представляют собой по сути ассоциаты типа “нанокристалл – молекулы стабилизатора”. В коллоидном синтезе КТ центральной проблемой является выбор стабилизатора [1]. Он должен предотвращать агрегацию частиц дисперсной фазы, не препятствовать диффузионному росту КТ, пассивировать их поверхность, обуславливая заряд интерфейса КТ, устраняя оборванные связи и локализуя внутри нее носители заряда. Кроме того, молекулы стабилизатора подбирают с точки зрения их ориентированности к интерфейсу так, чтобы свободный фрагмент структуры молекулы имел сильное сродство к растворителю, обеспечивая достаточно высокую растворимость КТ, а в случае сопряжения КТ с различными органическими молекулами - имел свободные для прикрепления активные группы связей [1,2]. Таким образом, многие актуальные задачи нанофотоники тесно связаны с механизмом взаимодействия КТ с органической матрицей, обеспечивающего сборку наноструктур определенного состава.

Данная работа посвящена исследованию механизмов взаимодействия коллоидных КТ Ag_2S с молекулами тиогликолевой кислоты (TGA). Для КТ Ag_2S характерна резкая размерная зависимость экситонного поглощения, а так же интенсивная люминесценция в ближней ИК области (900-1400 нм), и возможность ее возбуждения как из области собственного поглощения, так и за ее краем [2]. Молекулы TGA представляют собой бифункциональные соединения, так как в своем строении имеют две функциональные группы: карбоксильную и тиольную (Рис. 1).

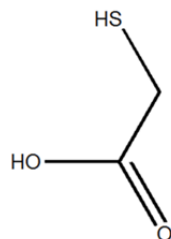


Рис. 1. Структурная формула молекулы тиогликолевой кислоты (TGA)

Таким образом, использование TGA в качестве стабилизирующего агента для коллоидных КТ Ag_2S интересно тем, что молекулы TGA способны взаимодействовать с КТ через любую из функциональных групп или двумя одновременно [3]. Анализ ИК спектров поглощения позволит установить функциональные группы молекулы TGA активно

участвующие во взаимодействии с КТ Ag_2S , а так же группы контролирующие состояние поверхности КТ Ag_2S .

Ансамбли КТ Ag_2S (3.5 нм), пассивированные молекулами TGA, получены в рамках водного синтеза. Общий подход заключается в смешивании водного раствора соли AgNO_3 (1 ммоль) раствором TGA (2 ммоль) в дистиллированной воде. Далее при постоянном перемешивании достигали значения $\text{pH}=10$ с последующим добавлением водного раствора соли Na_2S (2 ммоль). Температура в реакторе во время синтеза составляла 25°C . Коллоидные растворы КТ Ag_2S отделяли от продуктов реакции путем их центрифугирования.

ИК спектры поглощения исследуемых образцов записаны на ИК-Фурье спектрометре Tensor 37 (Bruker Optik GmbH/Германия). Для исследуемых растворов использовали кюветы из KCl . Приготовление образцов осуществляли нанесением исследуемых растворов на стекла KCl . Объем наносимых на стекла растворов был одинаков. Высушивание образцов осуществляли при комнатной температуре.

Прежде всего, анализировали ИК спектры TGA в жидкой фазе (Рис. 1а, кривая 1). Это позволит установить влияние на колебательные ИК спектры исходного состояния молекул TGA межмолекулярных взаимодействий, возникающих между TGA и КТ Ag_2S .

В ИК спектре TGA в жидкой фазе (Рис. 2, кривая 1) наблюдали узкую интенсивную полосу в 1710 см^{-1} , которая соответствует валентным $\text{C}=\text{O}\dots\text{H}-\text{O}$ колебаниям, что указывает на то, что изначально молекулы TGA существуют в виде димеров [4].

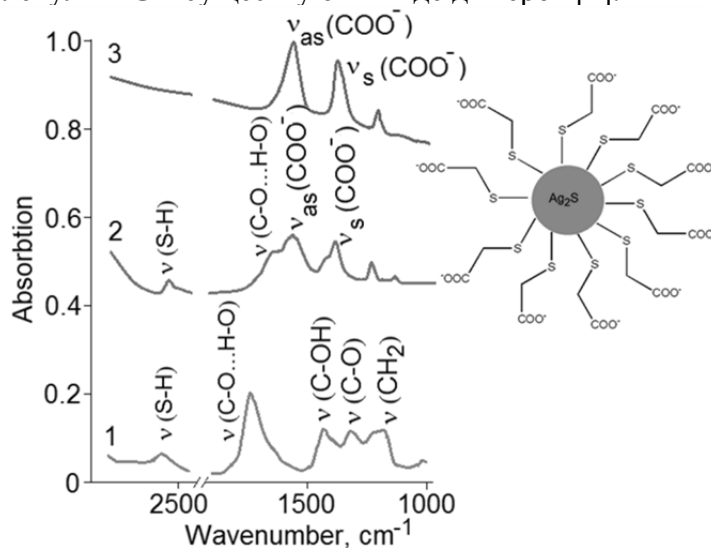


Рис. 2. ИК спектр поглощения для соединений: молекулы TGA в жидкой фазе – а; раствор TGA при $\text{pH}=10$ – б; раствор коллоидных КТ Ag_2S , пассивированных молекулами TGA – в

Также в зафиксированы менее интенсивные пики при 1407 см^{-1} , 1290 см^{-1} и 1154 см^{-1} , соответствующие валентным $\text{C}-\text{OH}$, $\text{C}-\text{O}$ и CH_2 колебаниям, соответственно [3,4]. При изменении pH раствора до 10, путем добавления гидроксида натрия в раствор TGA, наблюдали появление пиков валентных колебаний карбоксилата (COO^-) 1584 см^{-1} (асимметричные) и 1387 см^{-1} (симметричные) (Рис. 2, кривая 2). Также наблюдается падение интенсивности и сдвиг полосы валентных $\text{C}=\text{O}\dots\text{H}-\text{O}$ колебаний от 1710 см^{-1} до 1654 см^{-1} , что свидетельствует об уменьшении концентрации димерных форм молекул TGA (Рис. 2 (кривая 2)). Таким образом, с повышением pH среды молекулы TGA депротонируются [5]. При пассивации молекулами TGA поверхности КТ Ag_2S , слабый пик при 2567 см^{-1} , который соответствует валентным $\text{S}-\text{H}$ колебаниям, исчезает (Рис. 2 (кривая 3)). Таким образом, пассивация поверхности КТ Ag_2S молекулами TGA осуществляется через атом серы в меркаптогруппе [6]. Интенсивные двойные пики валентных асимметричных и симметричных COO^- колебаний при 1584 см^{-1} и 1387 см^{-1} в ИК спектре коллоидного раствора КТ Ag_2S показывают, что молекулы TGA существуют в виде карбоксильных солей на поверхности частиц КТ Ag_2S .

1. M.Z. Hu, T. Zhu, *Nanoscale Res Lett.*, **10**, 469-497 (2015).
2. C.B. Murray, C.R. Kagan, M.G. Bawendi, *Ann. Rev. Mater. Sci.*, **30(1)**, 545–610 (2000).
3. C. Chung, M. Lee, *Bull. Korean Chem. Soc.* **25(10)**, 1461-1462 (2004).
4. S. Chen, K. Kimura, *Langmuir*, **15**, 1075-1082 (1999).
5. J.L. Castro, M.R. Lopez-Ramirez, S.P. Centeno, J.C. Otero, *Biopolymers*, **74**, 141–145 (2004).
6. Y. Zhang, J. Xia, C. Li, G. Zhou, W. Yang, D. Wang, H. Zheng, Y. Du, X. Li, Q. Li, *Superlattices and Microstructures*, **102**, 512-516 (2017).

МЕЖЗОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В НАНОПРОВОЛОКАХ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Костюкевич Н.С.

Приднестровский Государственный университет им. Т.Г. Шевченко
Тирасполь, Молдова

Теоретически исследована люминесценция, связанная с межзональными переходами в нанопроволоках в поперечном электрическом и магнитном полях. Вычислена интенсивность люминесценции, которая определяется через Фурье-образ корреляционной функции произведения операторов импульса.

В квантовых наносистемах из-за размерного квантования возникают дополнительные каналы поглощения электромагнитной волны (люминесценции), которые не существуют в объемных материалах. Размерно-ограниченные системы (квантовые ямы, квантовые проволоки, нанотрубки) представляют научный интерес, так как только в них может четко проявиться эффект рассеяния носителей на шероховатой поверхности, который может полностью определять оптические свойства, явления переноса в квантовых системах

Привлекательность и актуальность исследований оптических свойств квантовых проволок связана с тем, что в этих одномерных квантовых системах на дне каждой размерно-квантованной зоны проводимости (валентной зоны) возникают особенности в плотности электронных состояний. Именно это обстоятельство приводит к специфическим по сравнению с двухмерными системами особенностям частотных зависимостей коэффициента поглощения и люминесценции электромагнитной волны. Важно отметить, что заметное влияние размерного квантования на оптические характеристики квантовых проволок возникает при больших радиусах нанопроволоки [1], то есть описание кинетических свойств таких наносистем в модели параболического потенциала является вполне обоснованным [2] и в настоящее время часто применяемой [3],[4].

Для исследования оптических характеристик в конденсированных средах (коэффициент поглощения электромагнитной волны, интенсивность спонтанного излучения) используется метод балансного уравнения.

Согласно ему увеличение энергии электромагнитного поля определяется процессами люминесценции, а уменьшение связано с процессами поглощения света. Интенсивность люминесценции определяется через Фурье-образ корреляционной функции произведения операторов импульса. Учитывая взаимодействие носителей с шероховатой поверхностью и с длинноволновыми акустическими колебаниями, и, используя приближение времени релаксации, для случая невырожденного электронного газа было получено выражение интенсивности люминесценции электромагнитной волны, связанной с переходом электрона из нижайшего размерно-квантованного состояния зоны проводимости в нижайшее размерно-квантованное состояние валентной зоны. Анализируя результат, получили, что при малых радиусах квантовой проволоки полуширина резко уменьшается с ростом радиуса, именно в таких КП рассеяние носителей на шероховатой поверхности является доминирующим механизмом рассеяния, определяющим частотную зависимость интенсивности люминесценции. С ростом радиуса нанопроволоки влияние рассеяния носителей на шероховатой поверхности на интенсивность люминесценции уменьшается, и полуширина линии излучения определяется взаимодействием носителей с длинноволновыми акустическими колебаниями и слабо зависит от размеров наносистемы. Именно такую динамику изменения полуширины линии зона-зонной люминесценции от радиуса проволоки экспериментально наблюдали при исследовании магнитооптики квантовых проволок [5, 6]. С уменьшением радиуса квантовой проволоки ширина запрещенной зоны увеличивается, что естественно, приводит к тому, что максимум зона-зонной люминесценции сдвигается в коротковолновую область спектра.

Исследуя зависимость от поля получили, что с ростом напряженности поперечного электрического поля интенсивность спонтанной люминесценции уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении напряженности электрического поле перекрывания сглаженных волновых функций носителей зоны проводимости и валентной зоны уменьшается. График

зависимости интенсивности люминесценции электромагнитной волны в квантовой проволоке в присутствии поперечных магнитного и электрического полей представлен на Рис. при различных значениях электрического поля.

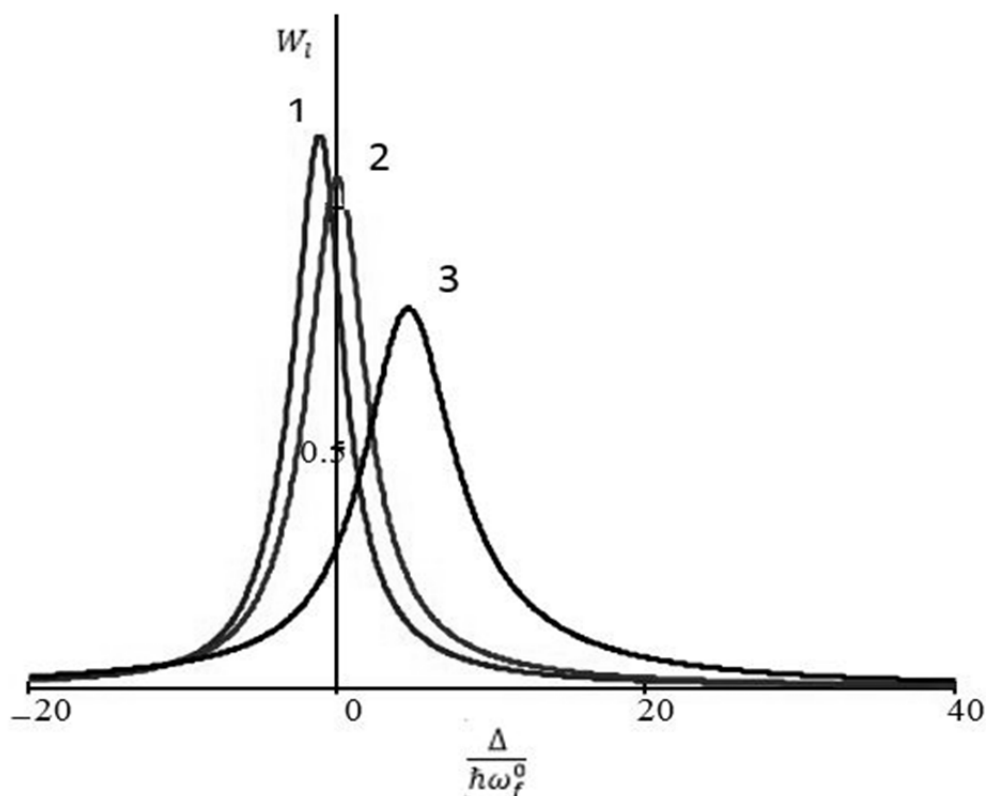


Рисунок. Частотная зависимость интенсивности люминесценции (в относительных единицах) при $\alpha = 0, 0.13, 0.64$ соответственно, где $\alpha = 2E^2e^2/\hbar m_e \Omega_e^3$

1. R. Agarwal, C.M., Lieber, *Appl. Phys. A*, **85**, № 3, P. 209–215, (2006)
2. C.W.J. Beenakker, H.van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, **44**, P. 1–228, (1991).
3. В.А.Гейлер, В.А., Маргулис, *ЖЭТФ*, **113**, 1376–1396, (1998)
4. В.А.Гейлер, В.А., Маргулис, *ФТП*, **33**, 1141–1143, (1999)
5. А.В. Белоусов, В.А. Коварский, Э. П. Синявский. «*Оптические свойства молекулярных систем в поле низкочастотного лазерного излучения*», Кишинев, «Штиинца», (1989)
6. V.D.Kulakovskii, L.V. Butov, *УФН*, **165**, P. 229–232, (1995)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ АКТИВНЫХ ФОРМ КИСЛОРОДА НАНОЧАСТИЦАМИ ДИОКСИДА ТИТАНА В СОСТАВЕ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

Колесова Е.П., Орлова А.О., Маслов В.Г., О. Клири*, Гунько Ю.К.*,
Баранов А.В., Федоров А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Тринити-колледж, Дублин, Ирландия

Работа посвящена исследованию антимикробных свойств многослойных гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$. Исследовалась генерация ROS наночастицами TiO_2 и структурами $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ под УФ и видимым излучением. Продемонстрирована фотокаталитическая активность гибридных структур за счет собственного поглощения TiO_2 и переноса электрона от КТ.

Ежегодно от бактериальных инфекций в мире умирает около 15 миллионов человек, включая 2 миллиона детей. Устойчивость бактерий и вирусов к антибиотикам значительно повышает угрозу бактериальных инфекций для человеческого здоровья. И речь в этом случае идет не о редких патогенах, а о довольно распространенных возбудителях болезней, таких как пневмококк и золотистый стафилококк [1]. Известно, что 20% детей в возрасте до двух лет являются носителями золотистых стафилококков, вероятность смерти от данной болезни составляет 30%, и каждый год увеличивается число штаммов, устойчивых к антибиотикам. Это особенно остро ставит необходимость в разработке альтернативных антимикробных агентах [2].

Наноматериалы могут выступить в качестве оружия против бактерий благодаря своим уникальным физическим и химическим свойствам [3]. Размеры наночастиц соизмеримы с размерами биомолекулярных систем, что улучшает их проникновение в колонии бактерий. Кроме того, поверхность наночастиц может быть модифицирована для увеличения их антибактериальной активности. Наночастицы могут выступать как активные антибактериальные агенты и как средства доставки антибиотиков [4]. Многообещающим антибактериальным агентом являются наночастицы диоксида титана (TiO_2), биологически инертного и нетоксичного полупроводника с высокой фотокаталитической активностью [5]. На данный момент существует достаточно большое число работ, подтверждающих антимикробную активность наночастиц TiO_2 [6,7]. Хорошо известно, что при поглощении УФ излучения наночастицы TiO_2 способны генерировать гидроксильные (ОН) и супероксидные радикалы (O_2^-), способные разрушить мембраны клеток бактерии [8]. Однако УФ излучение обладает стерилизующими свойствами и способно разрушать и здоровые клетки, тем самым нанося вред организму. Использование в качестве антибактериальных агентов гибридных структур на основе наночастиц TiO_2 и полупроводниковых квантовых точек (КТ) может решить эту проблему. КТ благодаря своим уникальным физическим свойствам широко применяются в гибридных структурах как донор энергии или электрона [9,10]. Антибактериальная активность структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ связана с переносом электрона от КТ к TiO_2 , что делает возможным генерацию активных форм кислорода гибридными структурами под действием излучения видимого диапазона [11].

Целью данной работы стало исследование эффективности генерации активных форм кислорода (ROS) многослойными гибридными структурами $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ за счет переноса электрона от КТ к наночастице TiO_2 . Использование многослойных структур может повысить эффективность переноса электрона и улучшить функциональность структур по сравнению со структурами в коллоидном растворе. Для оценки эффективности генерации ROS гибридными структурами использовался химический сенсор RNO (p-Nitrosodimethylaniline), который фотообесцвечивается при взаимодействии с ROS и широко используется в качестве стандартного тестера [12]. Гибридные структуры формировались на стенках тонкой собирающейся кюветы путем послойного нанесения КТ и наночастиц TiO_2 из раствора модифицированным методом Ленгмюра-Блоджетт. Ранее нами была обнаружена ярко

выраженная зависимость оптических свойств и фотостабильности многослойных гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ от способа их формирования. Использование модифицированного метода Ленгмюра-Блоджетт позволяет добиться минимального содержания агрегатов КТ в составе гибридных структур, при этом толщина каждого слоя соответствует 1-2 монослоям наночастиц [13]. Сформированные таким образом структуры могут более эффективно генерировать активные формы кислорода и будут более стабильны во времени, что позволит существенно увеличить срок их функционирования. В работе использовались наночастицы TiO_2 с диаметром 2 нм и КТ CdSe/ZnS со средним диаметром ядра 5,5 нм.

В работе было проведено исследование генерации активных форм кислорода сухими слоями TiO_2 и гибридными структурами $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ под действием УФ излучения ртутной лампы с длиной волны 365 нм и излучения светодиода с длиной волны 530 нм. На Рис. 1 приведена зависимость уменьшения амплитуды полосы поглощения RNO (максимум 440 нм) в процессе облучения светом с длиной волны 365 нм.

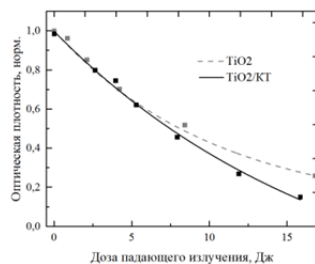


Рис. 1. Зависимость изменения оптической плотности в полосе поглощения RNO (максимум 440 нм) от дозы падающего УФ излучения (365 нм) для сухих слоёв наночастиц TiO_2 (пунктирная линия) гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ (сплошная линия)

Из Рис. 1 видно, что при облучении и наночастиц TiO_2 и гибридных структур излучением с длиной волны 365 нм происходит эффективное фотообесцвечивание RNO. Это свидетельствует о генерации активных форм кислорода наночастицами TiO_2 и гибридными структурами, причем скорость фотодеградации RNO в присутствии структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ больше. Это связано с тем, что в случае гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ генерация активных форм кислорода TiO_2 происходит как за счет собственного поглощения внешнего излучения, так и за счет переноса электрона от КТ к TiO_2 при поглощении КТ внешнего излучения.

При облучении гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ светом видимого диапазона (максимум излучения светодиода - 530 нм) наблюдается аналогичная картина. На Рис. 2 приведены данные по фотообесцвечиванию RNO в присутствии наночастиц TiO_2 и гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ под действием света видимого диапазона.

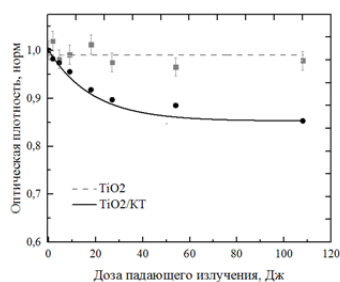


Рис. 2. Зависимость изменения оптической плотности в полосе поглощения RNO (максимум 440 нм) RNO от дозы падающего излучения видимого диапазона (530 нм) для сухих слоёв наночастиц TiO_2 (пунктирная линия) и гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ (сплошная линия)

Из Рис. 2 видно, что при облучении наночастиц TiO_2 фотообесцвечивания RNO не происходит. Это связано с тем, что данное излучение не поглощается TiO_2 . Однако при облучении гибридных структур $\text{TiO}_2/\text{КТ}$ происходит генерация активных форм кислорода, и этот процесс происходит исключительно за счет переноса электрона от КТ к TiO_2 . Небольшая скорость фотообесцвечивания обусловлена низким коэффициентом экстинкции КТ на длине волны 530 нм ($2,9 \cdot 10^5$ л/моль·см), и для полного фотообесцвечивания RNO необходимы большие дозы излучения.

Анализ полученных данных показал, что гибридные структуры на основе наночастиц диоксида титана и полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS генерируют активные формы кислорода под действием внешнего излучения, поглощаемого исключительно КТ. Этот факт свидетельствует об эффективном переносе электрона между КТ и TiO₂. И делает возможным применение данных структур в качестве антимикробных агентов. Кроме того, продемонстрировано, что гибридные структуры обладают большей фотокаталитической активностью под действием УФ излучения по сравнению с наночастицами TiO₂, за счет фотопереноса электрона. Этот факт позволит применять гибридные структуры TiO₂/КТ для стерилизации медицинского оборудования и помещений с большей эффективностью, чем свободные наночастицы диоксида титана. В развитие работы планируется провести исследование взаимодействия данных гибридных структур с бактериями *Escheichia coli*, Грамм-отрицательными бактериями человеческого кишечника.

1. M. Morgenstern, C. Erichsen, S. Hackl, J. Mily, M. Militz, J. Friederichs, R.G. Richards, *PloS one*, **11**, №2, e0148437, (2016).
2. B. Spellberg, J.H. Powers, E.P. Brass, L.G. Miller, J.E. Edwards, *Clinical Infectious Diseases*, **38**, №9, 1279-1286, (2004).
3. S. Perni, P. Prokopovich, J. Pratten, I.P. Parkin, M. Wilson, *Photochemical & Photobiological Sciences*, **10**, №5, 712-720, (2011).
4. A. Gupta, R.F. Landis, V.M. Rotello, *F1000Research*, **5**, (2016).
5. T.A. Vu, C.D. Dao, T.T. Hoang, G.H. Le, K.T. Nguyen, P.T. Dang, T.V. Nguyen, *International Journal of Nanotechnology*, **10**, №3-4, 235-246, (2013).
6. A.M. Allahverdiyev, E.S. Abamor, M. Bagirova, M. Rafailovich, *Future microbiology*, **6**, №8, 933-940, (2011).
7. G. Fu, P.S. Vary, C.T. Lin, *The Journal of Physical Chemistry B*, **109**, №18, 8889-8898, (2005).
8. J. Wang, Y. Guo, B. Liu, X. Jin, L. Liu, R. Xu, B. Wang, *Ultrasonics Sonochemistry*, **18**, №1, 177-183, (2011).
9. J.Y. Shin, S.J. Kim, D.K. Kim, D.H. Kang, *Applied and environmental microbiology*, **82**, №1, 2-10, (2016).
10. A. Vaneski, J. Schneider, A.S. Susha, A.L. Rogach, (2014). *Journal of Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, **19**, 52-61, (2014).
11. T. Toyoda, W. Yindeesuk, K. Kamiyama, K. Katayama, H. Kobayashi, S. Hayase, Q. Shen, *The Journal of Physical Chemistry C*, **120**, №4, 2047-2057, (2016).
12. M.E. Simonsen, J. Muff, L.R. Bennedsen, K.P. Kowalski, E.G. Sogaard, *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*, **216**, №2, 244-249, (2010).
13. E. Kolesova, A.O. Orlova, V.G. Maslov, Y.K. Gun'ko, O. Cleary, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *SPIE Photonics Europe*, 988431-988431, (2016).

ОСОБЕННОСТИ ИНДУЦИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe

Баженова А.С., Дубовик А.Ю., Орлова А.О., Федоров А.В.,
Гулько Ю.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проанализирована зависимость эффективности индуцирования хиральными молекулами оптической активности в КТ CdSe, полученных микроволновым и традиционным синтезами, от температурных режимов синтезов. Показано, что наибольшая оптическая активность достигается для образцов, характеризующихся наилучшей упорядоченностью кристаллической решетки и монодисперсностью.

Коллоидные неорганические нанокристаллы, и, в частности, квантовые точки (КТ), представляют большой интерес при их использовании в биологии и медицине в качестве меток для диагностики и адресной доставки лекарств [1]. На сегодняшний день установлено, что сорбция энантиомеров хиральных молекул на поверхность КТ, во время или после синтеза может индуцировать в них оптическую активность [2; 3]. Это может играть определяющую роль в стереоспецифических взаимодействиях с хиральным окружением [4]. В литературе рассмотрено несколько механизмов индуцирования оптической активности в КТ. Одна из основных теорий связана с наличием дефектных состояний в кристаллической решетке КТ, с которыми особым образом связывается хиральный энантиомер. Согласно другим представлениям оптическая активность в КТ или молекуле может возникать из-за перемешивания энергетических уровней хиральной молекулы и КТ или в результате их электростатического взаимодействия [5; 6]. Несмотря на значительно выросшее за последние три года число публикаций, посвященных исследованию хиральных свойств КТ сегодня отсутствует четкое понимание какой из рассматриваемых механизмов индуцирования оптической активности является доминирующим в том или ином случае.

Поскольку один из механизмов индуцирования оптической активности в КТ связан с наличием специфических дефектов в кристаллической решетке нанокристаллов, то можно ожидать, что степень упорядоченности и количество дефектных состояний кристаллической решетки будет влиять на эффективность индуцирования оптической активности в КТ. Поэтому представляется актуальным исследовать особенности индуцирования оптической активности в КТ, полученных разными методиками.

Один из подходов к варьированию степени упорядоченности кристаллической решетки – синтез ансамблей КТ при разных температурных режимах и с использованием разных источников нагрева реакционной смеси [7]. Стандартным методом для получения КТ является металлоорганический синтез [8]. В настоящее время активно развиваются методики коллоидного синтеза с применением микроволнового излучения (МВ) в качестве источника нагрева. За счет того, что микроволновая энергия напрямую связывается с молекулами реакционной среды, рост нанокристаллов происходит равномернее, что положительно сказывается на их характеристиках [9]. В связи с этим можно предположить, что процесс роста нанокристаллов, при применении различных методик синтеза, отличается, и, следовательно, может отличаться кристаллическая структура образующихся КТ.

Исходя из приведенных данных целью работы являлось выявление зависимости индуцирования оптической активности КТ CdSe от условий их получения.

Объектами исследования выступали КТ CdSe, полученные микроволновым и стандартным синтезами, при разных режимах температуры и времени. Характеристики исследуемых образцов представлены в Табл. 1.

Образцы были переведены в водную среду с использованием хиральных энантиомеров L- и D-цистеина, в качестве стабилизатора, по стандартной методике [10]. Анализ оптических свойств образцов показал, что, независимо от условий синтеза ансамблей КТ, во всех случаях в области электронного поглощения КТ в спектрах кругового дихроизма наблюдалось появление полос, что свидетельствует о возникновении оптической активности в КТ. Оценка фактора диссимметрии, который отражает различия в эффективности поглощения КТ света с разным

направлением круговой поляризации [11] позволила выявить значительную разницу в эффективности индуцирования оптической активности в КТ с помощью энантиомеров цистеина.

Таблица 1. Характеристики исследуемых образцов КТ CdSe

№ образца	Тип синтеза	Температура реакции, °С	Размер КТ, нм
1	Микроволновый	100 ± 2	1.9 ± 0.1
2		180 ± 2	2.7 ± 0.1
3			3.1 ± 0.1
4			3.3 ± 0.1
5	Стандартный	230 ± 2	3.5 ± 0.1
6		360 ± 2	2.6 ± 0.1

Рассчитанные факторы диссимметрии представлены на Рис.

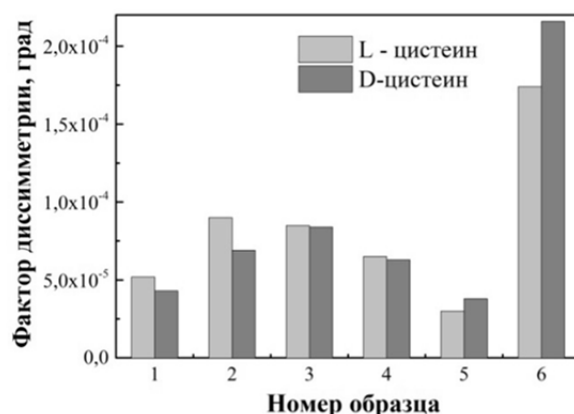


Рисунок. Рассчитанные значения фактора диссимметрии для КТ CdSe

Из данных, приведенных на рисунке, видно, что явной зависимости эффективности индуцирования оптической активности от метода нагрева нет. При этом выявлено, что температура является определяющим фактором при росте нанокристаллов. Известно, что при увеличении диаметра КТ, фактор диссимметрии уменьшается. При сравнении образцов, полученных МВ синтезом (1-4 образцы в табл. 1) видно, что явной зависимости эффективности индуцирования хиральности от размера КТ не наблюдается. В противоположность этому, в образцах, полученных стандартным (СТ) методом, наблюдается резкое уменьшение значения фактора диссимметрии при увеличении диаметра КТ на 1 нм ($1.74 \cdot 10^{-4}$ град и $2.16 \cdot 10^{-4}$ град до $0.3 \cdot 10^{-4}$ град и $0.38 \cdot 10^{-4}$ град для L- и D-цистеина, соответственно), что хорошо коррелирует с результатами, представленные другими авторами [12]. Также ожидалось, что образец 1, обладающий наименьшим размером и синтезированный при самой низкой температуре, должен обладать более интенсивным сигналом КД, чем остальные образцы. Однако фактор диссимметрии данных КТ самый низкий среди образцов, полученных МВ синтезом, и составляет $0.52 \cdot 10^{-4}$ для L-цистеина и $0.43 \cdot 10^{-4}$ для D-изомера.

Анализ эффективности индуцирования оптической активности в КТ, полученных при разных источниках нагрева и режимах температуры, показал, что наличие дефектных состояний в кристаллической решетке КТ не является определяющим фактором. Согласно полученным данным именно КТ, характеризующиеся максимально упорядоченной структурой кристаллической решетки и наименьшим разбросом по размерам в ансамбле, характеризуются максимальным фактором диссимметрии. Эти данные указывают на то, что механизм индуцирования хиральности, основанной на наличии большого числа дефектных состояний, не является доминирующим.

1. Medintz I.L., Uyeda H.T., Goldman E.R., Mattoussi H., *Nat Mater*, **4**, 435-446, (2005).

2. Ben-Moshe A., Maoz B.M., Govorov A.O., Markovich G., *Chemical Society reviews*, **42**, 7028-7041, (2013).

3. Mukhina M.V., Maslov V.G., Baranov A.V, *Nanoletters*, **15**, № 5, 2844–2851, (2015).
4. Chan W.C., Maxwell D.J., Gao X., *Current opinion in biotechnology*, **13**, №13, 40–46, (2002).
5. Govorov A.O., Fan Z., Hernandez P., *Nano letters*, **10**, № 4, 1374–1382, (2012).
6. Ben-Moshe A., Teitelboim A., Oron D., *Nano Letters*, **16**, № 12, 7467–7473, (2016).
7. Evans C.M., Cass L.C., Knowles K.E., *Journal of Coordination Chemistry*, **65**, № 13, 2391–2414, (2012).
8. Baghbanzadeh M., Carbone L., Cozzoli P.D., *Angewandte Chemie International Edition*, **50**., № 48, 11312–11359, (2011).
9. Lidström P., Tierney J., Wathey B, *Tetrahedron*, **57**, № 45, C. 9225–9283, (2001).
10. Liu W., Choi H.S., Zimmer J.P., *Journal of the American Chemical Society*, **129**, № 47, 14530–14531, (2007).
11. Barron L. D, *Cambridge University Press*, (2004).
12. Gallagher S.A., Moloney M.P., Wojdyla M., Quinn S.J., Kelly J.M., Gun'ko Y.K., *Journal of Materials Chemistry*, **20**, 8350-8355, (2010).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВОГО ГИБРИДНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ НАНОПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ, ДОПИРОВАННОГО МОЛЕКУЛЯРНЫМИ НАНОКЛАСТЕРАМИ

Лепешова О.И., Старовойтов А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Была разработана и реализована методика синтеза молекулярных нанокластеров псевдоизоцианина в нанопорах анодированного оксида алюминия. Исследование оптических свойств полученного гибрида и его составляющих компонентов показало наличие переноса энергии оптического возбуждения в композитной системе.

Пористые материалы и по сей день остаются актуальным объектом для исследований во многом благодаря возможности использования их в качестве твердотельных матриц для создания совершенно новых гибридных систем. Большой практический потенциал имеет нанопористый анодированный оксид алюминия (далее НпОА), имеющий упорядоченную структуру с плотной упаковкой и обладающий привлекательными физико-химическими свойствами для использования в оптоэлектронике.

В работе [1] отмечается, что при допировании НпОА лазерными красителями, в такой системе можно получить случайную лазерную генерацию за счет многократного рассеивания вынужденного излучения в пористой матрице и осуществления порогового условия, при котором коэффициент усиления преобладает над оптическими потерями системы. Кроме того, лазерная генерация может быть осуществлена за счет эффекта полного внутреннего отражения электромагнитной волны от стенок пор, что реализует моды высокой добротности [2]. Использование мономерных форм лазерных красителей не обеспечивают высокую монохроматичность вынужденного излучения, поэтому перспективно использовать высокоорганизованные молекулярные нанокластеры, отличающиеся более узкими спектрами поглощения и люминесценции.

Объектом исследования в данной работе является гибридный материал, представляющий собой нанопористый оксид алюминия, полученный в процессе двухступенчатого анодирования алюминиевой подложки, допированный псевдоизоцианиновым красителем (1,1'-диэтил-2,2'-цианин йодид). НпОА представляет собой прозрачный в видимом диапазоне массив цилиндрических пор диаметром около 70 нм и межпоровым расстоянием около 150 нм, находящийся на основании из алюминия. Развитая пористая структура твердотельной матрицы в комплексе со способностью молекул псевдоизоцианина к надмолекулярной самоорганизации обуславливают специфические оптические свойства исследуемого гибридного материала. Таким образом, основная цель данной работы – исследование поглощения и люминесценции агрегированных молекул, сформированных в НпОА.

Нагревание водного раствора псевдоизоцианина с добавлением соли NaCl активирует процесс самоорганизации молекул красителя. Пропитка НпОА в течение 24 часов в приготовленном растворе приводила к формированию J-агрегатов в нанопористой структуре.

Оптические свойства образцов были исследованы абсорбционным и флуоресцентным методами. Спектры поглощения молекул красителя, внедренных в НпОА, были получены на основе анализа спектров отражения гибридов. Наблюдались полосы поглощения, как мономеров, так и J-агрегатов. В растворе интенсивность узкой полосы J-агрегата в 5 раз больше по сравнению с поглощением в максимуме мономера. В максимумах указанных молекулярных форм, существующих в гибридном образце, поглощение равнозначно. Кроме того, полоса J-агрегата значительно уширена по сравнению с раствором (487 и 183 см⁻¹), что может быть объяснено влиянием разнородного взаимодействия цепочек молекул с внутренней поверхностью нанопористой матрицы.

Флуоресцентные исследования показали свечение J-агрегатов при возбуждении как в полосе их поглощения на 543 нм, так и при возбуждении на 405 нм. Последнее объясняется тем, что возбуждение НпОА в УФ диапазоне приводит к люминесценции его кислородных вакансий, которая попадает в полосу поглощения красителя. Таким образом, наблюдался

резонансный перенос энергии оптического возбуждения в структуре гибридного образца. Данный эффект также подтверждается исследованиями кинетики затухания люминесценции молекулярных кластеров, внедренных в нанопористую структуру анодированного оксида алюминия.

Образцы нанопористого анодированного оксида алюминия были получены в Псковском государственном университете Алексеевой Н.О. и Соловьевым В.Г. Работа выполнена в рамках гранта РФФ №17-72-10246.

1. S.J. Marinho, L.M. Jesus, L.B. Barbosa, D., et all, *Laser Phys. Lett.*, **12**, 1-4, (2015).
2. A.K. Zeinidenov, N.Kh. Ibrayev, A.K. Aimukhanov, *Eurasian Chemico-Technological Journal.*, **16**, 73-78, (2014).

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ ЯРКИХ $CuInSeS/ZnS$ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С ПОЧТИ 100% КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ

Макаров Н.С.

UbiQD, LLC, Los Alamos, NM, USA

В работе обсуждаются вызовы и прогресс в разработке ярких нетоксичных квантовых точек нового поколения и их применение в различных областях науки и техники.

Коллоидные квантовые точки представляют из себя мельчайшие частицы полупроводников, обычно не более 20 нм в размере. Благодаря столь малым размерам они обладают рядом уникальных свойств, включая яркую фотолюминисценцию перестраиваемую в широком диапазоне длин волн в зависимости от размера (Рис.) и широкий спектр поглощения. Благодаря тому что квантовые точки синтезируются в растворах, контроль их размеров весьма несложен, что позволяет легко перестраивать спектры поглощения и излучения без необходимости разрабатывать новые методы синтеза.

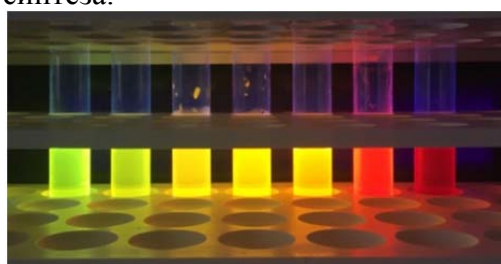


Рисунок. Фотография фотолюминесценции $CuInS_2/ZnS$ квантовых точек различных размеров

В настоящий момент квантовые точки наиболее распространены на рынке дисплеев, где они применяются при даун-конверсии синих фотодиодов для создания ярких и чистых красного и зеленого цветов. К сожалению, лидеры индустрии, $CdSe$, PbS и InP квантовые точки высокотоксичны и дороги в производстве, что значительно сужает рынки их применения до тех, где квантовые точки инкапсулированы и применяются в минимальных объемах.

UbiQD разрабатывает новейшие технологии для решения основных проблем ограничивающих применение квантовых точек и расширения рынков их применения. Компания специализируется на производстве недорогих ярких квантовых точек не содержащих токсичных материалов. Постоянные усовершенствования методов синтеза, детально понимание фотофизических свойств квантовых точек, и обязательный контроль качества позволили компании добиться почти 100% квантовых выходов фотоэмиссии в диапазоне ~600-1000 нм. Хотя пока эмиссия квантовые точки на более синих и инфракрасных длиннах волн не столь эффективна, UbiQD постоянно работает над улучшением своего продукта.

В докладе обсуждаются вызовы препятствующие немедленному распространению квантовых точек, прогресс в их разработке, а также различные области их применения.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ВОССТАНОВЛЕННЫХ С ЦВЕТНЫХ ЗАЩИТНЫХ ГОЛОГРАММ

Найден Л.А., Цыганов И.К., Одинокоев С.Б.

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

В работе рассматриваются голограммы, изготовленные по технологии Dot-Matrix, содержащие дифракционные решетки с различными периодами и ориентациями. Рассмотрены методы расчета параметров голографического пикселя с использованием цветовой диаграммы Международной Комиссии по освещенности (МКО) и метод с использованием колориметрической системы RGB.

В результате расчета цветных голограммных изображений мы должны получить набор дифракционных решеток, воссоздающих цвет в пикселе голограммы, максимально приближенный к цвету в соответствующем пикселе входного изображения. Среди искоемых параметров выделяют следующие [1]:

- 1) период голографической дифракционной решетки;
- 2) угловая ориентация голографической дифракционной решетки;
- 3) Параметры рельефа – глубина и вид профиля.

Период голографической дифракционной решетки определяет длину волны излучения, дифрагировавшего от источника белого света. Угловая ориентация определяет угол поворота пластинки с голограммой при восстановлении определенного рисунка. Соответственно меняя ориентации можно добиться плавного изменения изображения при повороте голограммы. Параметры рельефа: а именно глубина и вид профиля, которые определяют яркость излучения, дифрагированного от конкретного пикселя. Помимо глубины и вида профиля, яркость излучения можно изменять площадью занятой дифракционными решетками при сохранении параметров рельефа.

Описанные выше параметры дифракционных решеток достаточно легко могут быть описаны в колориметрической системе HSB, где период дифракционной решетки соответствует координате Hue (цветовой тон), а яркость дифрагированного излучения соответствует координатам Saturation (насыщенность) и Brightness (яркость)

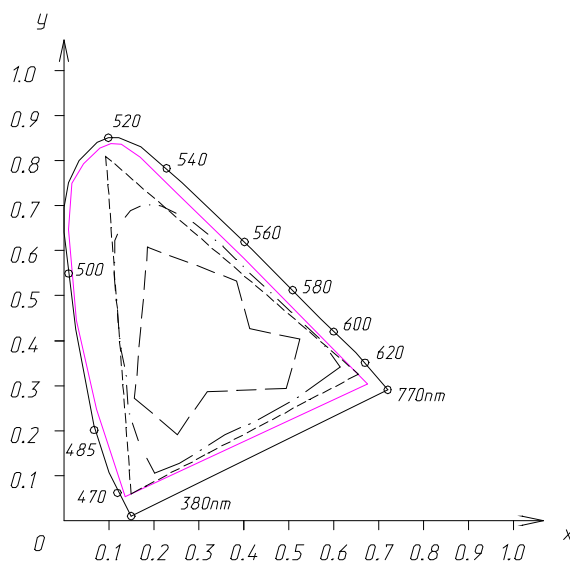
Исходное изображение для радужных голограмм в большинстве случаев создается при помощи графических редакторов на компьютере. В результате получается растровый файл, в котором изображение представлено в виде конечного набора пикселей [2]. Графический пиксель формируется несколькими точками с дифракционными решетками, расположенными на очень малом расстоянии друг от друга. Воспринимаемый цвет пикселя определяется лучами света, идущими в направлении наблюдателя в результате дифракции на различных дифракционных решетках. Пиксели содержат информацию о цвете, описанную в колориметрической системе RGB. Известны формулы для преобразования цветовых координат между колориметрическими системами HSB и RGB. Этот факт позволяет нам осуществлять расчет параметров голографических дифракционных решеток по данным из входного графического файла.

Хотя получение цвета, используя систему RGB, широко применяется во многих областях, и RGB-система может быть использована для передачи широкого диапазона цветов, она все равно не может охватить все возможные цвета на диаграмме МКО. Для того чтобы избавиться от этого недостатка и полностью задействовать возможность цветопередачи с помощью дифракционных решеток, будем использовать метод воссоздания цвета в колориметрической системе МКО (1931). Сравнить ширину цветовых диапазонов обеих цветовых диаграмм можно на Рис. 1.

Любые три различные дифракционные точки, представляющие три различные длины волны, могут сформировать любой цвет в пределах диаграммы МКО. X, Y, Z это цветовые координаты, вершины треугольника в котором формируется цвет. По теории МКО как показано на Рис. 2, требуемый цвет, это цвет имеющий координаты x_0 y_0 и интенсивность Y_0 обозначенный $[(x_0, y_0), Y_0]$. Три выбранные точки имеют следующие координаты $(x_1 y_1)$, $(x_2$

y_2), (x_3, y_3) . Интенсивность дифрагированного на этих трех точках света обозначим как Y_1, Y_2, Y_3 . Тогда зная координаты этих самых точек, через не сложные вычисления можно прийти к определению необходимой координаты.

Цветовая диаграмма МКО.



- Граница реальных цветов.
- Диапазон цветопередачи в системе RGB.
- · - · Диапазон цветопередачи цветных фотопленок.
- Диапазон цветопередачи печатающих устройств.
- Диапазон цветопередачи полноцветных дифракционно-оптических структур и голограмм.

Рис. 1. Цветовая диаграмма МКО (система XYZ)

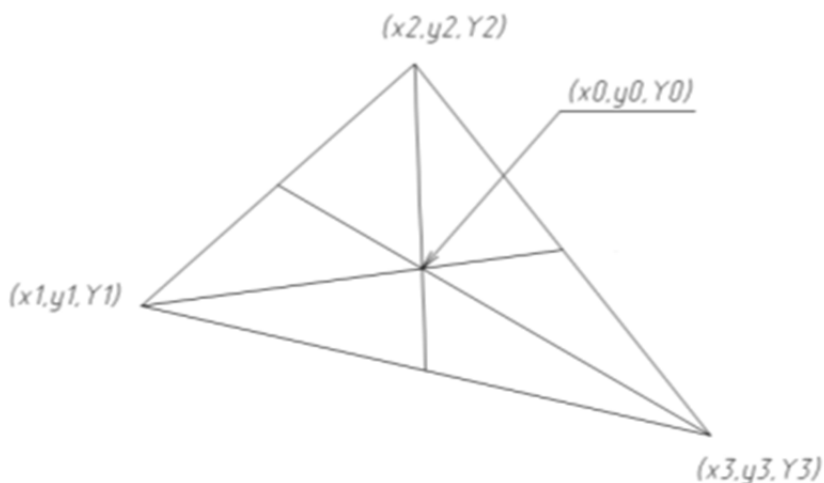


Рис. 2. Формирование цвета в точке, находящейся внутри треугольника с вершинами, заданными тремя дифракционными точками

Интенсивность дифрагированного излучения, показанного на Рис. 3, зависит от количества точек с дифракционными решетками, чем больше точек, тем больше интенсивность, а, следовательно, и яркость пикселя.

Требуемое количество точек каждого ранее определенного цвета зависит от геометрического расстояния на цветовой диаграмме МКО между требуемым цветом и тремя

основными цветами. В данном случае интенсивность отраженного света соответствует количеству используемых для представления основного цвета точек.

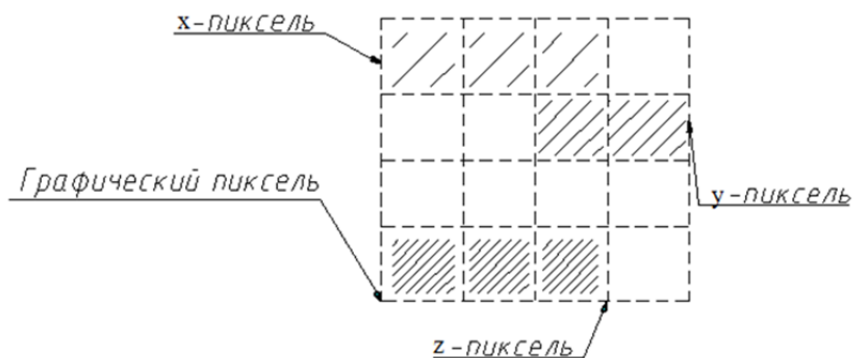


Рис. 3. Схематическое представление графического пикселя с разной интенсивностью составляющих его элементов

В заключение можно отметить, что выбрав достаточное количество дифракционных точек, создающих цвета близкие к границе цветовой диаграммы МКО, можно легко воссоздать практически все цвета, расположенные внутри диаграммы путем комбинации различных дифракционных пикселей. Представление изображения в системе МКО позволяет обеспечить больший цветовой спектр, чем RGB.

1. Magnusson R. Diffraction efficiencies of thin phase gratings with arbitrary grating shape/ R. Magnusson, T.K. Gaylord – J. Opt. Soc. Am. – 1978 – Vol 68, №6 . P. 87-93.

2. Frank S. D. Holographic image conversion method for making a controlled holographic grating/ S. D. Frank. – U.S. patent 5262879 (16 nov. 1993). – 7 p.

МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ В ПОЛЕ РЕЗОНАНСНОГО ИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Карпетян С.А.

Приднестровский Государственный университет им. Т.Г. Шевченко
Тирасполь, Молдова

Исследован коэффициент межзонного поглощения слабой электромагнитной волны в квантовых проволоках в поперечном магнитном поле и в поле интенсивного лазерного излучения.

Расчет производился с использованием формулы Кубо [1] и методики, развитой в [2]. Рассматривается взаимодействие носителей с шероховатой поверхностью или с длинноволновыми акустическими фононами в приближении времени релаксации [3].

Показано, что когда частота лазерного излучения равна или частоте размерного квантования ($\omega_L = \omega_e$ размерно-инфракрасный резонанс) или гибридной частоте ($\omega_L = \Omega_e$ магнито-инфракрасный резонанс), то лазерная подсветка может определять форму осцилляций поглощения.

Расчет коэффициента поглощения света выполнен в приближении времени релаксации с учетом рассеяния носителей на шероховатой поверхности [4] и акустических фононах [2].

Для перехода I на Рис. 1 выражение для коэффициента поглощения принимает вид:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 2 \sqrt{\frac{2\pi\mu^* \omega_f}{\hbar a}} \operatorname{Re} \int_0^\infty dx \exp[f^2(x)] (1 - \Phi[f(x)]),$$

здесь $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$, $f(x) = \sqrt{\frac{\omega_f^2}{4a}} \frac{1}{x} \left[1 - ix \left(\frac{\Delta}{\hbar\omega_f} - x^2 \right) \right]$, $\Delta = \hbar\Omega - E_g^*$, $\omega_f^3 = \frac{\hbar\gamma_0^2}{2\mu^*}$

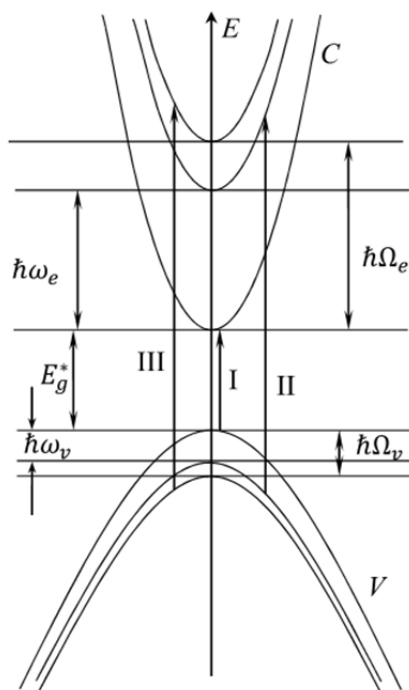


Рис. 1. Схема энергетических уровней исследуемой системы

На Рис. 2 представлена частотная зависимость коэффициента поглощения света (в относительных единицах) при различных значениях интенсивности лазерного излучения. Кривые 1, 2, 3 получены соответственно при $\omega_f^2/4a = 0.25, 0.05, 0.01$. При увеличении интенсивности ИК лазерного излучения величина максимума поглощения уменьшается, а полуширина увеличивается.

Если рассматривать переход II на Рис. 1 то выражение для коэффициента поглощения принимает вид:

$$K(\Omega) = K_0 |\langle \alpha_c | \alpha_v \rangle|^2 4 \sqrt{\frac{2\pi\mu^* \omega_f}{\hbar a}} \operatorname{Re} \int_0^\infty dx f(x) \left\{ -\sqrt{\pi} f(x) \exp[f^2(x)] (1 - \Phi[f(x)] + 1) \right\}.$$

В этом случае пик магнетопоглощения расщепляется на два, при этом полуширина пиков и расстояние между пиками зависят от интенсивности резонансного ИК излучения Рис. 3. Расщепление второго пика поглощения связано с тем, что при $\omega_L = \Omega_e$ возбужденное гибридное состояние двукратно вырождено, при взаимодействии с ИК лазерным излучением оно расщепляется. $m_e = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$, $\sqrt[3]{\gamma_0} = 20 \text{ \AA}$ (такое значение γ_0 хорошо описывает большие значения подвижности $\mu \approx 10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ характерные для квантовых проволок) при $R_0 = 10^3 \text{ \AA}$ напряженность электрического поля лазера H_2O ($\hbar\omega_L = 0.044 \text{ eV}$) должна быть $E_c = 7 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Следовательно, резонансное лазерное излучение заметно влияет на частотную зависимость межзонного поглощения света при небольших, вполне экспериментально доступных значениях интенсивности ИК- лазерного излучения.

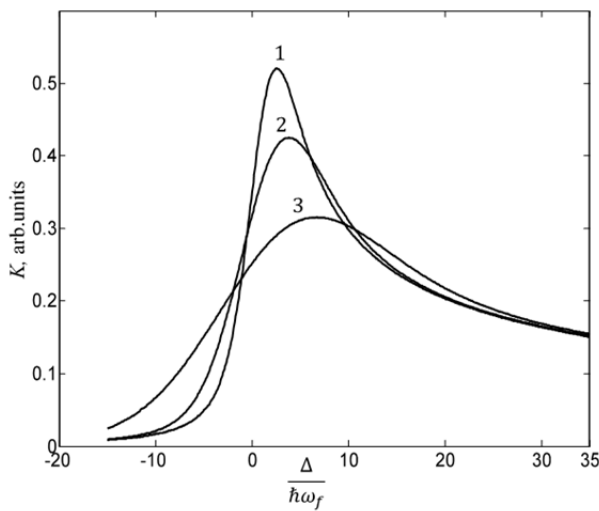


Рис. 2. Частотная зависимость первого пика межзонного поглощения света (в относительных единицах)

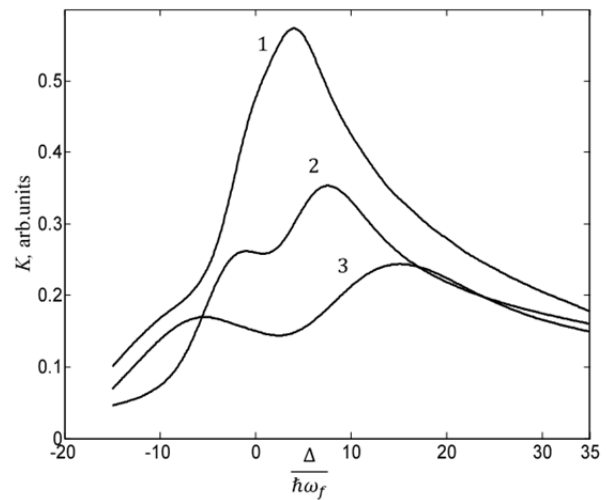


Рис. 3. Частотная зависимость второго пика магнетопоглощения (в относительных единицах) при различных значениях интенсивности резонансного $\omega_L = \Omega_e$ лазерного излучения

1. R. Kubo J. Phys. Soc. Japan, **12**, 570, (1957)
2. Э.П. Синявский, ФТТ, **16**, 3201 (1974)
3. Э.П. Синявский, Р.А. Хамидуллин, ФТП, **36**, 989, (2002)
4. Э.П. Синявский, С.А. Карапетян, ФТП, **46**, 1032, (2012)

РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ КТ В ФУНКЦИОНИРОВАНИИ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ/ГРАФЕН

**Резник И.А., Златов А.С., Баранов М.А., Мошкалёв С.А., Орлова А.О.,
Баранов А.В., Фёдоров А.В.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе описываются результаты исследования фотофизических и фотоэлектрических свойств сенсоров на основе гибридных структур КТ/Графен.

Разработка новых наноструктурированных материалов и гибридных структур на их основе - одно из наиболее бурно развивающихся направлений в современной науке. Из всего многообразия наноструктурированных материалов, стоит выделить аллотроп углерода – графен, и полупроводниковые нанокристаллы (НК). Графен, характеризующийся своими выдающимися электрическими (высокая термо- и электропроводность) и прочностными характеристиками, является многообещающим материалом для быстродействующих фотодетекторов [1]. Полупроводниковые нанокристаллы различной формы (квантовые точки, наностержни, нанопластины, и т.д.), характеризуются размерной зависимостью оптических свойств [2], высокой поглощательной способностью в широком диапазоне длин волн [3], а также высоким квантовым выходом люминесценции и фотостабильностью [4]. Благодаря такому набору выдающихся свойств, НК весьма востребованы в качестве приёмников излучения в фотовольтаике [5], в качестве маркеров в биологии [6], а также при диагностировании и лечении злокачественных новообразований [7]. Очевидно, что объединение в гибридной структуре НК и графена позволит не только компенсировать их слабые стороны (низкую поглощательную способность графена и низкую проводимость НК), но также обеспечит более эффективное использование характерных свойств данных наноструктурированных материалов. На данный момент опубликовано большое количество работ, в которых исследуются возможность их применения в качестве фототранзисторов, фотовольтаических элементов, а также сенсоров [8,9]. Однако в данных работах исследуются либо только электрические, либо только оптические свойства гибридных структур НК/Графен, что не позволяет корректно и эффективно изучать процессы, происходящие в гибридных структурах.

Принцип действия сенсоров на основе гибридных структур НК/Графен, заключается в изменении фотопроводимости системы в присутствии молекулы аналита. Селективность таких сенсоров будет определяться специальными молекулами, которыми декорируется поверхность НК. Данные молекулы подбираются таким образом, чтобы специально связываться с молекулами аналита. При этом, в виду своих выдающихся электро-оптических свойств, гибридные структуры НК/Графен могут обладать высоким коэффициентом усиления (10^8 A/W) [10], что позволяет делать высокочувствительные сенсоры на их основе.

Эффективность переноса фотогенерированных носителей заряда от НК к графену – одна из определяющих характеристик эффективности сенсоров на основе гибридных структур НК/Графен. При этом в данной системе может быть реализован эффективный перенос энергии, который может конкурировать с переносом заряда и, как результат, заметно снижать эффективность функционирования сенсоров на основе структур НК/графен. Стоит отметить, что поглощение света графеном происходит практически с одинаковой эффективностью на протяжении всего видимого диапазона. Поэтому, скорость переноса энергии практически не будет зависеть ни от материала, ни от размера НК. В то же время, варьируя материал и размер НК можно менять взаимное расположение границ эффективной запрещённой зоны НК и точки Дирака графена. Это позволяет изменять эффективность переноса заряда от НК к графену и, как следствие, эффективность работы сенсора на основе гибридных структур НК/Графен. Также эффективность переноса заряда в такой системе будет определяться состоянием поверхности НК, и наличием на ней так называемых поверхностных состояний (trap states). Их наличие обуславливает возникновение новых каналов безызлучательной дезактивации возбуждённого состояния НК, которые также могут эффективно конкурировать с передачей заряда в данной

системе. При выбранном материале, размере нанокристалла и определенных молекулах стабилизатора фотоиндуцированное изменение поверхности НК является единственным способом изменения числа данных каналов, и, как следствие, способом изменения эффективности фотопереноса заряда от нанокристалла к графену.

Фотоиндуцированное изменение поверхности, или фотопассивация – процесс, заключающийся в облучении НК светом с длиной волны, находящейся в области её электронного поглощения [11]. Известно, что квантовый выход люминесценции люминофоров (φ) определяется соотношением констант скоростей излучательной (k_r) и суммы излучательной и безызлучательной релаксации (k_{nr}) (Формула 1). При этом, если скорость фотопереноса заряда (k_{nr}^{CT}) соизмерима со скоростью излучательной рекомбинации фотовозбуждения в НК, изменение соотношения каналов излучательной и безызлучательной релаксации возбуждённого состояния КТ будет напрямую влиять на эффективность переноса заряда (Q_{CT}) в системе НК/Графен (Формула 2).

$$\varphi = \frac{k_r}{k_r + k_{nr}} \quad (1)$$

$$Q_{CT} = \frac{k_{nr}^{CT}}{k_{nr}^{CT} + k_r + k_{nr}} \quad (2)$$

В работе были сформированы гибридные структуры на основе графена и полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS, трёх разных диаметров (см. Таблицу 1), и исследована зависимость фотопроводимости гибридных структур КТ/Графен от состояния поверхности (площадь поверхности КТ, количество поверхностных дефектов) КТ и взаимного расположения уровней энергии КТ и графена. Изменение числа поверхностных состояний и их эффективности КТ осуществлялось в результате циклического облучения гибридных структур КТ/Графен светом, энергия которого эффективно поглощается КТ.

Таблица 1. Параметры квантовых точек CdSe/ZnS в зависимости от диаметра ядра

Диаметр ядра КТ, нм	Среднее расстояние между поверхностями соседних КТ, нм	Площадь поверхности КТ, нм ²	Ширина запрещённой зоны, эВ	Уровень энергии потолка валентной зоны, эВ*	Уровень энергии дна зоны проводимости, эВ*
3,4	10,5±1,5	36,3±5,4	2,1±0,3	-5,75±0,86	-3,65±0,54
4	9,9±1,4	50,2±7,5	2,03±0,3	-5,7±0,8	-3,67±0,55
5	8,9±1,3	78,5±11,7	1,95±0,3	-5,65±0,84	-3,7±0,55

* - положение уровней энергий валентной зоны и зоны проводимости для CdSe/ZnS КТ взяты из [12].

Гибридные структуры были сформированы в результате послойного нанесения графена и КТ на стеклянную подложку методом Ленгмюра-Блоджетт [13]. Для оценки влияния площади поверхности и положения границ запрещённой зоны КТ, на фотопроводимость гибридной структуры КТ/Графен, поверхностная концентрация КТ для всех видов гибридных структур была подобрана таким образом, чтобы исключить взаимодействие соседних квантовых точек друг с другом и составила $1 \times 10^{-13} \text{ М / мм}^2$. Такая поверхностная концентрация КТ позволила сформировать плёнку в которой средняя площадь, приходящаяся на одну КТ составила порядка 160 нм^2 . Данная концентрация в отношении полученных ансамблей КТ даёт незначительные расхождения в средних расстояниях между поверхностями соседних КТ (См. Таблицу 1).

Ансамбли КТ характеризовались различным квантовым выходом люминесценции. Поэтому, в работе было использовано фотоиндуцированное изменение квантового выхода люминесценции КТ в составе гибридных структур при облучении светодиодом с максимумом излучения на длине волны 405 нм. Дозы облучения были подобраны таким образом, чтобы квантовый выход люминесценции ансамблей КТ трех размеров составил 7 %. Независимо от размера ядра КТ во всех случаях наблюдалось симбатное изменение квантового выхода люминесценции КТ и фотопроводимости гибридных структур КТ/графен (см. Таблицу 2).

Таблица 2. Зависимости амплитуды фототока гибридной структуры КТ/Графен и эффективности фотопереноса заряда от КТ к графену от дозы фотооблучения

Доза, Дж	Амплитуда фототока, %	Эффективность фотопереноса заряда Q_{CT}^{**} , %
0	$0,2 \pm 0,025$	$14,2 \pm 0,7$
14,4	$1,4 \pm 0,05$	$16,5 \pm 0,8$
28,8	$2,6 \pm 0,07$	$16,7 \pm 0,8$
43,2	$1,3 \pm 0,05$	$15,2 \pm 0,75$

** - эффективность фотопереноса заряда Q_{CT} вычислялась по Формуле 2.

Полученные данные указывают на возможность эффективного моделирования фотопроводимости гибридных структур КТ/Графен и чувствительности сенсорных систем, созданных на их основе. При этом явных различий в эффективности процесса фотоиндуцированного изменения проводимости гибридных структур КТ/Графен в зависимости от взаимного расположения уровней энергии КТ и графена (см. Таблицу 1) обнаружено не было. Данный факт, скорее всего, связан с агрегацией КТ в составе гибридных структур, которая привела к появлению новых эффективных каналов безызлучательной дезактивации возбуждённого состояния в КТ. В продолжение работы планируется исследовать влияние агрегации НК на эффективность фотоиндуцированного переноса заряда в структурах НК/графен, а также исследовать фотоэлектрические свойства гибридных структур с участием коллоидных полупроводниковых нанокристаллов другого типа (КТ II типа, нанопластины и т.д.).

1. Chen Y. L. et al., *Applied Physics Letters*. – 2014. – Т. **105**. – №. 2. – С. 021104.
2. Murray C. B., Kagan C. R., Bawendi M. G., *Annual Review of Materials Science*. – 2000. – Т. **30**. – №. 1. – С. 545-610.
3. Reed M. A. et al., *Physical Review Letters*. – 1988. – Т. **60**. – №. 6. – С. 535.
4. Hines M. A., Guyot-Sionnest P., *The Journal of Physical Chemistry*. – 1996. – Т. **100**. – №. 2. – С. 468-471.10.
5. Tavakoli M. M. et al., *Physical Chemistry Chemical Physics*. – 2015. – Т. **17**. – №. 37. – С. 24412-24419.
6. Chan W.C., Maxwell D.J., Gao X., et al., *Current opinion in biotechnology*. — 2002. — Т. **13**. — № 1 . — С. 40–46.
7. Bagalkot V. et al., *Nano letters*. – 2007. – Т. **7**. – №. 10. – С. 3065-3070.
8. Kamat P. V., *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2008. – Т. **112**. – №. 48. – С. 18737-18753.
9. Mao, S., Cui, S. M., Lu, G. H. et al., *J. Mater. Chem.* 2012, 22, 11009–11013.
10. Konstantatos G. et al., *Nature nanotechnology*. – 2012. – Т. **7**. – №. 6. – С. 363-368.
11. Krivenkov V. A. et al., *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2014. – Т. **541**. – №. 1. – С. 012045.
12. Ha Thanh T., et al., *Advances in OptoElectronics*. – 2014. – Т. 2014.
13. Alaferdov A. V. et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. – 2014. – Т. **78**. – №. 12. – С. 1357-1361.

РАСЧЁТ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА ПОЛИМЕРНОЙ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ С ФЕНАНТРЕНХИНОНОМ

Материкина Д.В., Мосейко Д.В., Манухин Б.Г., Андреева О.В.,
Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Россия

При записи голограмм фотохимический в средах из ПММА, легированного фенантренином (ФХ), нагрев регистрирующей среды приводит к изменению среднего показателя преломления и геометрической толщины среды. При этом коэффициент линейного расширения полимера составляет величину порядка $5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [1]. Учет таких деформаций и оптимизация условий записи для снижения тепловых эффектов особенно важны при получении голограмм, предназначенных для создания высокоселективных элементов с заданными параметрами, которые требуется обеспечивать с высокой точностью. Особенно это актуально при использовании современных источников излучения высокой мощности. Таким образом, актуальной задачей является моделирование термодинамических эффектов в такой среде при её освещении актиничным источником излучения.

Для описание нагрева в данной работе было использовано классическое уравнение теплопроводности [2]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q, \quad (1)$$

где c – удельная теплоёмкость, ρ – плотность, λ – коэффициент теплопроводности, r – координата, перпендикулярная лазерному лучу, z – координата, параллельная лазерному лучу, Q – плотность мощности, выделяемая источником излучения. Решаемая задача по сути представляет собой трёхмерную, однако возможно сведение её к двумерной осесимметричной, так как голографическая пластинка однородна по всему объёму.

Распределение интенсивности луча лазера было описано выражением:

$$I(r) = I_0 \exp(-\alpha r^2), \quad (2)$$

где I_0 – максимальная интенсивность лазера, $\alpha = \frac{1}{R^2}$, R – характерный радиус пучка.

Под действием излучения происходит распад поглощающих центров. Для описания этого процесса введём $F = \frac{C}{C_0}$, относительную концентрацию ФХ, где C и C_0 – текущая концентрация и её начальное значение. Изменение этой величины будем описывать уравнением:

$$\frac{\partial F(r,z)}{\partial t} = -bI(r,z)F(r,z), \quad (3)$$

где b – константа скорости реакции.

Тогда распределение интенсивности излучения в регистрирующей среде описывается уравнением:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -((k_1 + (k_0 - k_1)F(r,z))I(r,z)), \quad (4)$$

где k_0 и k_1 – коэффициенты пропускания при начальной и конечной концентрации ФХ.

На основе этой математической модели была написана программа на языке C++. Так как объём вычислений высок, они были перенесены на графический ускоритель с помощью средств OpenGL.

На графиках представлены результаты моделирования эксперимента по экспонированию образцов полимерной среды с ФХ [3] толщиной 2,7 мм излучением лазера с длиной волны 473 нм мощностью 20 мВт. Плотность мощности составляла 1592 мВт/м^2 , квантовый выход фотохимической реакции – 50% [4]. Для проведения экспериментов использован стенд цифровой голографической интерферометрии [5,6] для исследования изменений оптической толщины образца, обусловленной воздействием излучения. Изменение температуры образца контролировалось тепловизором с точностью $\pm 0,5 \text{ K}$. На Рис. 1 приведена зависимость изменения температуры от времени воздействия излучения, полученная экспериментально и рассчитанная по математической модели. На Рис. 2 приведены данные моделирования нагрева образца, окружённого защитными стёклами марки К8 толщиной 2.3 мм каждое, а также сравнение с экспериментальными данными. Условия проведения эксперимента аналогичны для случая без защитных стёкол.

Как видно из приведенных данных результаты расчета совпали с экспериментальными результатами в пределах погрешности экспериментальных данных.

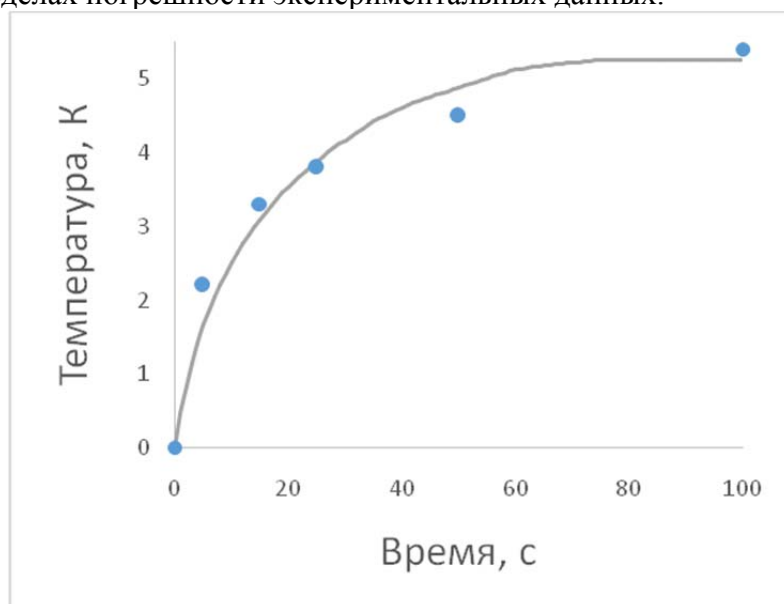


Рис. 1. Зависимость изменения температуры образца, ΔT , от времени его экспонирования: сплошной линией обозначены результаты моделирования, точками - экспериментальные данные

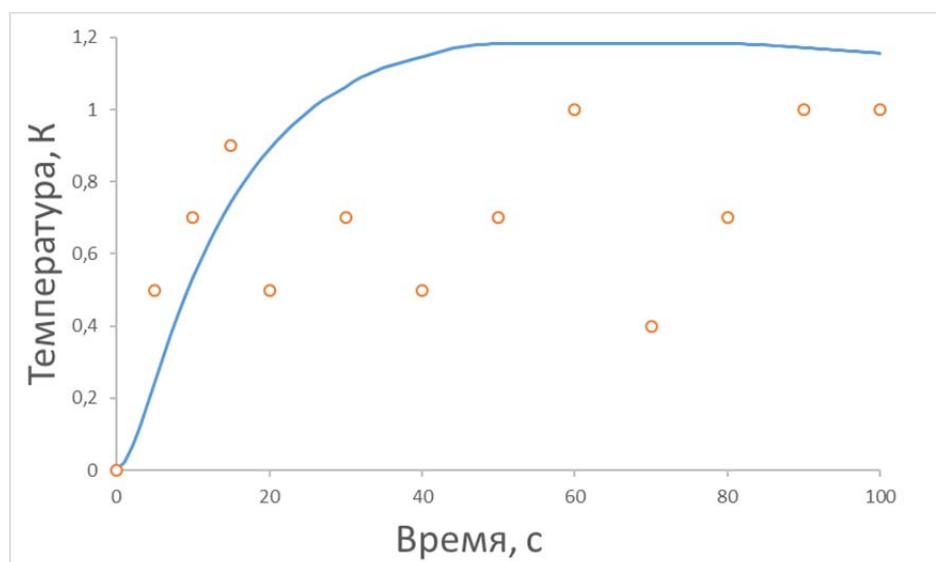


Рис. 2 Зависимость изменения температуры образца, окружённого защитным стеклом, ΔT , от времени его экспонирования: сплошной линией обозначены результаты моделирования, точками - экспериментальные данные

Представленные результаты описывают моделирование процесса записи голограммы с использованием немодулированного актиничного излучения. Развитием данной работы является учет волновых свойств воздействующего светового потока, а также замена сплошного воздействующего излучения на распределенное в объеме образца интерференционное поле, что позволит наблюдать изменения параметров исследуемых образцов в процессе записи голограммы. На данный момент осуществляется построение модели на основе уравнений Максвелла с использованием метода конечных разностей во временной области. Такой подход учитывает неоднородное изменение оптических параметров образца за счет протекания процессов фотообесцвечивания и теплового расширения.

1. *Weber M.J. (Ed).* Handbook of Optical Materials, CRC Press LLC, 2003.
2. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. — гл. III, § 1.

3. Andreeva O V, Bandyuk O V, Paramonov A A, Cherkasov A S, Gavriilyuk E R, Andreev P V 2000 J. Opt. Tech. **67**(12) 1043
4. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А., Черкасов А.С., Гаврилюк Е.Р., Андреев П. В. // Оптический журнал. 2000. Т. **67**. №12. С. 27–33.
5. Бандюк О.В., Шелехов Н.С., Попов А.П., Данилова М.Я., // Журнал прикладной химии. 1988. №4. С. 946-948.
6. Манухин Б.Г., Гусев М.Е., Кучер Д.А., Чивилихин С.А., Андреева О.В. // Опт. и спек. 2015. Т. 119. № 3. С. 64-69; Manukhin B.G., Gusev M.E., Kucher D.A., Chivilikhin S.A., Andreeva O.V. // Opt. Spectros. 2015, V. **119**. № 3. P. 392-397.

**СПЕКТРЫ ЭКСТИНКЦИИ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ
КОНТАКТЕ СО СРЕДАМИ С АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ**

Савин А.А., Торопов Н.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено моделирование спектральных характеристик плазмонных наночастиц в присутствии молекул различных органических красителей: кумарина-481 и флуоресцеина.

На сегодняшний день одной из наиболее бурно развивающихся областей физики является наноплазмоника – отрасль фотоники, которая фокусируется на исследовании коллективных колебаний электронов в металлических наноструктурах. Интерес к этому направлению обусловлен рядом факторов, связанных с возможностью локализовать электромагнитное поле на субволновых масштабах. К ним относятся гигантское комбинационное рассеяние света, вынужденное излучение (спазер), модификация поглощения и флуоресценции различных молекул и квантовых точек и другие.

Известно, что поглощение органических тонких пленок, помещенных на шероховатые поверхности или поверхности с наночастицами, претерпевает изменение, обычно увеличение. Этот эффект связан с влиянием ближнего поля плазмонных наноструктур [1]. В этой же работе¹ наблюдались спектральные области, в которых поглощение гибридной структуры, состоящей из наночастиц серебра и молекул цианинового красителя, меньше, чем сумма поглощений отдельных компонентов. Было высказано предположение, что этот эффект может быть обусловлен аномальной дисперсией показателя преломления красителя.

В данной работе в рамках рассмотрения дисперсии диэлектрической проницаемости красителя и геометрических параметров структуры ставится задача теоретического определения спектров экстинкции таких систем.

В первом приближении металл-органическая структура считалась трехслойной сферической системой. Эта модель точно рассчитывается на основе теории Ми, изложенной в известной монографии Борена и Хафмена [2]. Явный вид формул, дающих сечения рассеяния, поглощения и экстинкции, можно найти в монографии [3]:

$$\sigma_{sca} = 4\pi k_2 \text{Im } \alpha ,$$

$$\sigma_{abs} = \frac{8\pi}{3} k_2^4 |\alpha|^2 ,$$

$$\sigma_{ext} = \sigma_{sca} + \sigma_{abs} ,$$

где

$$\alpha = a_1^3 \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_m)(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1) + \beta(\varepsilon_m + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m)(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1) + 2\beta(\varepsilon_1 - \varepsilon_m)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} ,$$

$$\beta = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^3 .$$

Расчеты были выполнены для частиц с внутренним и внешним радиусами (см. Рис.1) $a_2 = 25$ нм, $a_1 = 30$ нм, соответственно. Диэлектрическая проницаемость внешней среды $\varepsilon_m = 1$. Материалом наночастицы являлось серебро, диэлектрическая проницаемость которого была взята из статьи [4].

В экспериментальной части работы наночастицы серебра наносились на кварцевую подложку методом вакуумного напыления. Эквивалентная толщина металлической пленки равнялась 10 нм. Для укрупнения наночастиц образец отжигался при температуре 200 °С в течение 20 минут. Краситель наносился на островковую пленку серебра методом выпаривания. Оптическая плотность красителя определялась экспериментально на спектрофотометре СФ-56. Затем она пересчитывалась в показатель поглощения. Дисперсия красителя $n(\omega)$ определялась с помощью соотношений Крамерса-Кронига:

$$k(\omega) = \frac{2\omega}{\pi} V.p. \int_0^\infty \frac{n(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega ,$$

$$n(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} V.p. \int_0^\infty \frac{\Omega k(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega .$$

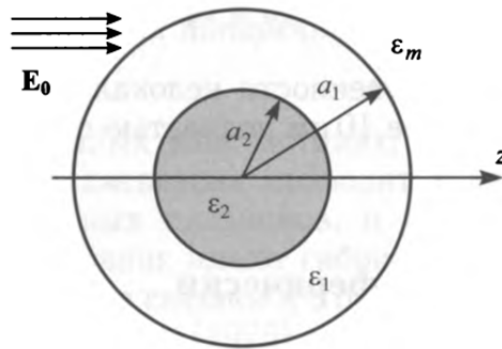


Рис. 1 Модель частицы серебра, окруженной красителем

Ниже на Рис. 2 показаны рассчитанные спектры экстинкции, поглощения и рассеяния серебряной частицы, окруженной слоем кумарина-481. На Рис. 3 сравниваются нормированные спектры экстинкции (расчет) и оптической плотности (эксперимент) этой структуры.

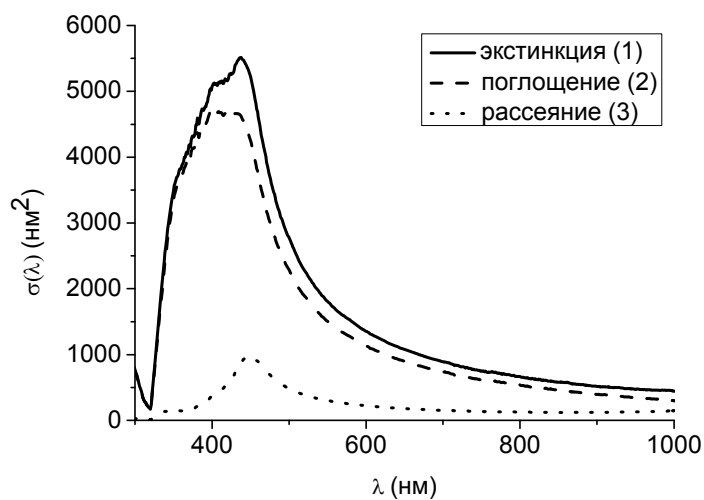


Рис. 2. Спектры экстинкции, поглощения и рассеяния кумарина-481

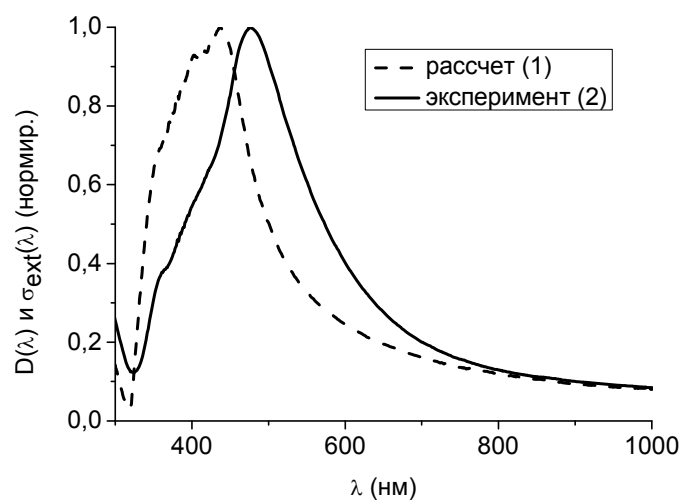


Рис. 3. Нормированные спектры экстинкции (1) и оптической плотности (2) металл-органической наноструктуры, включающей кумарин-481

На Рис. 4 показаны спектры экстинкции, поглощения и рассеяния серебряной наночастицы, окруженной слоем флуоресцеина. На Рис. 5 сравниваются нормированные спектры экстинкции (расчет) и оптической плотности (эксперимент) этой структуры.

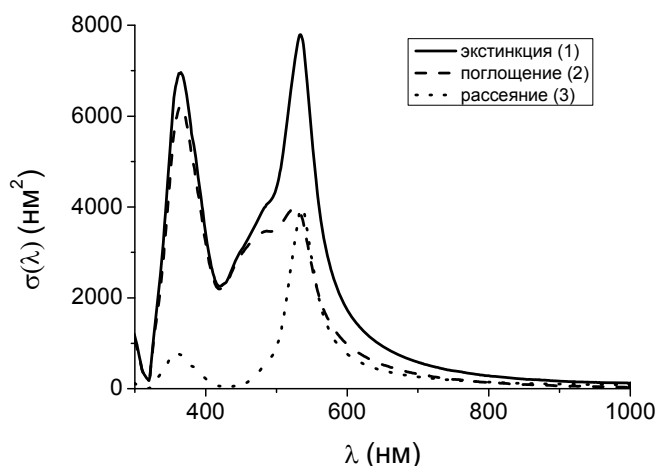


Рис. 4. Спектры экстинкции, поглощения и рассеяния флуоресцеина

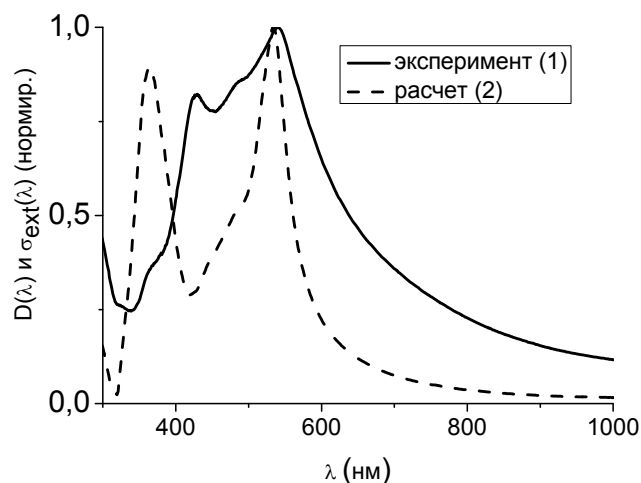


Рис. 5. Нормированные спектры экстинкции (1) и оптической плотности (2) металл-органической наноструктуры, включающей флуоресцеин

Как видно, экспериментальный спектр уширен за счет дисперсии частиц по размерам. В обоих случаях спектр оптической плотности сдвинут в длинноволновую область относительно расчетного, что объясняется влиянием подложки. Минимум около 330 нм объясняется практически полной прозрачностью серебра в этой спектральной области. Показано, что под действием красителя частоты плазмонных резонансов могут быть смещены как в длинноволновую область (нормальная дисперсия), так и в коротковолновую (аномальная дисперсия).

1. Toropov N.A. et al. // Optics and Spectroscopy. 2012. V.113, Issue 6. p. 616-620
2. Борен С., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986
3. Климов В.В. Наноплазмоника – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010
4. Johnson P.V. and Christy R.W. // Phys.Rev.B. 1972. V.6 P.4370-4379

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ЭКСИТОНОПОДОБНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЦЕПОЧКЕ МИКРОПОР, ВЫЗВАННЫЕ ОДНОРОДНОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИЕЙ

Чевычелова Т.А., Запорожец В.Д., Румянцев В.В.*

Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина,
Донецк, Украина

Выполнено численное моделирование дисперсионной характеристики экситоноподобных электромагнитных возбуждений в цепочке микропор. Показано, что в результате однородной упругой деформации 1D решетки микропор можно добиться необходимого изменения энергетической структуры спектра элементарных возбуждений и оптических свойств исследуемой системы.

Разработка и использование новых материалов в качестве источников когерентного излучения занимают сегодня огромную область экспериментальных и теоретических исследований физики конденсированного состояния. Актуальны при этом работы, связанные с модификацией их физических свойств в результате внешних воздействий (например, упругой деформации [1]), с возможностью контролировать распространение электромагнитных возбуждений в полученных композитных структурах. В связи с созданием оптоэлектронных устройств [2,3] возрос интерес к изучению оптических мод в системе микрорезонаторов.

В данной работе, исходя из представлений о фотонных решетках [4], авторы рассмотрели 1D топологически упорядоченную систему пор - туннельно связанных микрорезонаторов. Изучены особенности спектра экситоноподобных возбуждений в цепочке микропор, вызванные однородной упругой деформацией такой 1D структуры.

Опираясь на разработанный в [5,6] подход, рассмотрим экситоноподобные возбуждения в 1D решетке микропор с произвольным числом s подрешеток. Причем каждый из туннельно связанных микропор-микрорезонаторов содержит по одной оптической моде. В исследуемом случае упругих деформаций гамильтониан $\hat{H}(\varepsilon)$ электромагнитных возбуждений, локализованных в резонаторах, зависит от соответствующей компоненты ε тензора деформации $\hat{\varepsilon}$. По форме гамильтониан $\hat{H}(\varepsilon)$ подобен экситонному $\hat{H}^{ex}(\varepsilon)$ [7], последнее позволяет рассматривать данные элементарные возбуждения как экситоноподобные [6].

В предположении, что плотность возбужденных состояний элементов в резонаторной системе мала, гамильтониан $\hat{H}^{ex}(\varepsilon)$ в одноуровневой модели в приближении Гайтлера-Лондона, имеет вид [7]:

$$\hat{H}^{ex}(\varepsilon) = \sum_{n\alpha} \hbar \omega_{\alpha 1}^{ph}(\varepsilon) \hat{\Psi}_{n\alpha 1}^+ \hat{\Psi}_{n\alpha 1} - \sum_{n\alpha, m\beta} A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon) \hat{\Psi}_{n\alpha 1}^+ \hat{\Psi}_{m\beta 1} = \sum_k H^{ex}(\varepsilon, k) \quad (1)$$

Здесь $\Psi_{n\alpha 1}^+$, $\Psi_{n\alpha 1}$ - Бозе-операторы рождения и уничтожения фотонной моды в узельном представлении, $\hbar \omega_{\alpha 1}^{ph}$ - энергия возбуждения электромагнитного поля, локализованного в произвольном узле α -ой подрешетки, $A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon)$ - матрица резонансного взаимодействия, соответствующая в данном приближении [7] оператору $\hat{A}_{n\alpha m\beta}(\varepsilon)$, характеризующему перекрытие оптических полей резонаторов $n\alpha$ -го и $m\beta$ -го узлов решетки и, следовательно, определяющего вероятность перескока соответствующего электромагнитного возбуждения. Последнее равенство в (1) (сумма по k) оказалось возможным в силу сохранения трансляционной инвариантности системы при однородных деформациях. Заметим, что одномерный волновой вектор k , характеризующий собственные состояния экситоноподобных электромагнитных возбуждений [6] в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны

Бриллюэна, которая вследствие однородной деформации является функцией параметра деформации ε .

Ограничимся исследованием двухподрешеточной системы резонаторов. Положение резонаторов определяет равенство: $r_{na}(\varepsilon) = r_n(\varepsilon) + a(\varepsilon)$, поэтому положение резонаторов первой и второй подрешеток в нулевой элементарной ячейке ($r_n = 0$) соответственно задают соотношения: $r_{01} = 0$ и $r(\varepsilon)_{02} = a(\varepsilon)$. Расчет собственных значений гамильтониана (1) проведем путем его диагонализации в результате применения преобразования Боголюбова-Тябликова [7]. Выполнение указанной процедуры, позволяет получить в приближении ближайших соседей следующее выражение, определяющее спектр элементарных возбуждений:

$$\left\| \begin{array}{cc} \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_1^{ph} & A_{12}(k, \varepsilon) \\ A_{21}(k, \varepsilon) & \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_2^{ph}(\varepsilon) \end{array} \right\| = 0. \quad (2)$$

Величины $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon)$ в соотношении (2) - фурье-образы матрицы $A_{namb}(\varepsilon)$ резонансного взаимодействия. В рамках используемой модели в приближении ближайших соседей (полагая, что $a \ll d$ - период 1D решетки) $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon)$ приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} A_{12}(k, \varepsilon) &\cong A_{12}[a(\varepsilon)] \exp[-ik \cdot a(\varepsilon)] + A_{12}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] \exp\{-ik \cdot [d(\varepsilon) - a(\varepsilon)]\}, \\ A_{21}(k, \varepsilon) &= A_{21}[a(\varepsilon)] \exp[ik \cdot a(\varepsilon)] + A_{21}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] \exp\{ik \cdot [d(\varepsilon) - a(\varepsilon)]\} \end{aligned}, \quad (3)$$

Величины $A_{12(21)}[a(\varepsilon)]$, которые являются компонентами матриц резонансного взаимодействия, соответствующие ближайшим соседям, согласно [8], равны: $A_{12(21)}[a(\varepsilon)] = A_{12(21)}(a) \exp(-\varepsilon)$, $A_{12(21)}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] = A_{12(21)}(d - a) \exp(-\varepsilon)$. В данном случае полагаем: $A_{12}(a) = A_{21}(a)$, $A_{12}(d - a) = A_{21}(d - a)$. Соотношение (2) показывает, что закон дисперсии $\Omega(k, \varepsilon)$ элементарных электромагнитных возбуждений в искомой деформированной системе микропор определяется как частотными характеристиками решетки резонаторов, так и явным видом величины $A(k, \varepsilon)$, а также характером деформации (например, одноосным растяжением или сжатием).

Численный расчет соответствующих величин, определяющих особенности спектра электромагнитных возбуждений, вызванные упругой деформацией данной 1D структуры микропор при одноосной деформации, проведен для однородной и изотропной одномерной среды. Полагаем, что в рамках используемой модели значения частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах решетки, $\omega_1^{ph} = 2\pi \times 311 \text{ THz}$ и $\omega_2^{ph} = 2\pi \times 331 \text{ THz}$ не зависят от параметра деформации ε . Причем $A_{12}(a)/2\hbar = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $A_{12}(d - a)/2\hbar = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $a = 1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $d = 9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. На Рис. 1 показана зависимость $\Omega_\nu(k, \varepsilon)$, где $\nu = 1; 2$, деформированной 1D решетки для различных значений ε . Затемненный участок в плоскости (k, ε) соответствует первой зоне Бриллюэна

Важным свойством фотонных структур с запрещенной зоной является возможность получения так называемого “медленного” света, имеющего большие перспективы применения в разработке устройств квантовой обработки оптической информации. Ключевую роль в уменьшении групповой скорости в подобных системах играет характер эффективной массы

$$m_{eff(\nu)} \quad (\nu = 1; 2) \text{ Зависимость эффективной массы } m_{eff(\nu)} = \hbar \left[\frac{\partial^2 \Omega_\nu(k, \varepsilon)}{\partial k^2} \Big|_{k=0} \right]^{-1} \text{ экситоноподобных}$$

возбуждений от степени деформации исследуемой системы приведена на Рис. 2

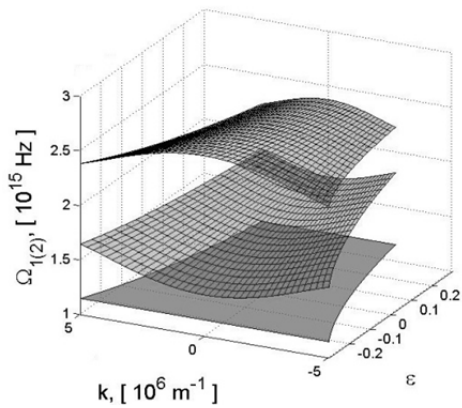


Рис. 1. Зависимость $\Omega_{1(2)}(k, \varepsilon)$ деформированной 1D решетки

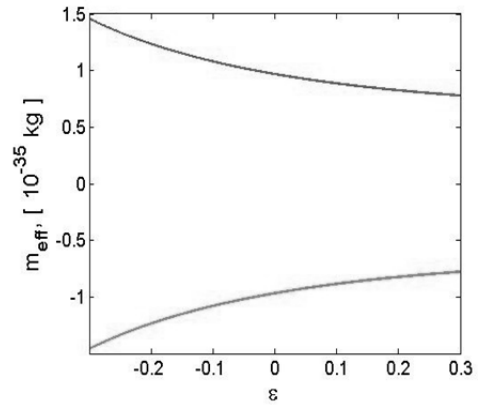


Рис. 2. Зависимость эффективной массы экситоноподобных возбуждений от степени деформации

Выполненное в работе изучение зависимости параметров спектра элементарных возбуждений бинарной 1D решетки связанных микрорезонаторов, показывает, что в результате упругих деформаций исследуемой системы можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и оптических свойств исследуемой системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра. Представленные результаты численного моделирования позволяют расширить возможности создания нового класса функциональных материалов - фотонных кристаллических систем (цепочек микропор), позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в таких композитных структурах, находящихся под внешним воздействием.

1. С.В. Дмитриев, Ю.А. Баимова, *ЖТФ*, **81**, № 11, 71-76, (2011).
2. М.А. Калитиевский, *Письма в ЖЭТФ*, **23**, № 3, 74, (1997).
3. K.J. Vahala, *Nature*, **424**, 839, (2003).
4. J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light / Second Edition*, Princeton: Princeton University Press, 2008.
5. E. S. Sedov, A. P. Alodjants, S. M. Arakelian, Y.Y.Lin, R.-K. Lee, *Phys. Rev. A*, **84**, 013813, (2011).
6. V.V. Romyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin, *Nature Scientific Reports*. **4**: 6945. , (2014).
7. В.М. Агранович. *Теория экситонов*, М.: Наука, 1968.
8. V.V. Romyantsev, S.A. Fedorov, K.V.Gumennyk, *Low Temperature Physics*, **42**, № 5, 447-454, (2016).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ОПТИЧЕСКОЙ ОДНОРОДНОСТИ КРИСТАЛЛОВ LiNbO_3 , ЛЕГИРОВАННЫХ КАТИОНАМИ Ta И Mg

Пикуль О.Ю., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

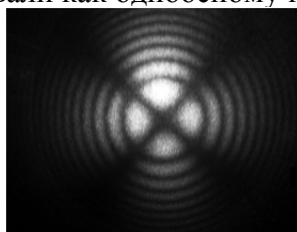
*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им.
И.В.Тананаева Кольского научного центра РАН, Апатиты, Россия

Оптическая однородность легированных катионами Ta и Mg монокристаллов LiNbO_3 оценивается по изменениям в интерференционных (коноскопических) картинах. Эти изменения связаны с появлением в кристалле локальных изменений его упругих характеристик и механических напряжений, локально искажающих оптическую индикатрису.

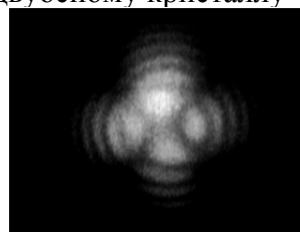
Лазерная коноскопия позволяет выявить изменения оптических характеристик кристалла при его легировании, недоступные исследованиям с помощью поляризационного микроскопа [1]. При проведении эксперимента плоскость входной грани монокристаллического образца сканировалась лазерным лучом для получения множества коноскопических картин, соответствующих различным участкам поперечного сечения исследуемого образца. В экспериментах использовалось излучение He-Ne лазера ($\lambda=632,8$ нм) мощностью не более 1 мВт на образце с тем, чтобы максимально уменьшить возможное влияние фоторефрактивного эффекта на коноскопические картины. Методика коноскопического эксперимента подробно описана в работах [2, 3].

Внешний осмотр образцов показывает наличие внутренней «мозаичной» структуры, для которой характерно увеличение размерности фрагментов с ростом концентрации катионов Ta и Mg. Для всех наблюдаемых коноскопических картин характерны некоторая размытость изображения, снижение резкости и контраста, а также заметная спекл-структура изображения.

Для образцов монокристаллов LiNbO_3 с содержанием Ta [1,13 мас.%) и Mg [0,01 мас.%) при сканировании по плоскости входной грани наблюдаемые коноскопические картины соответствовали как одноосному кристаллу (Рис. 1, а), так и двуосному кристаллу (Рис. 1, б).



а)



б)

Рис. 1. Фотографии коноскопических картин монокристалла LiNbO_3 : Ta [1,13 мас.%; Mg [0,01 мас.%)

Для монокристаллических образцов LiNbO_3 с увеличенной концентрацией катионов Ta [2,18 мас.%) и Mg [0,08 мас.%) все наблюдаемые коноскопические картины имеют отступления от коноскопических картин одноосных кристаллов (Рис. 2), в том числе и слабые признаки аномальной двуосности. Так, например, коноскопическая картина образца (рис. 2, а) содержит изохромы в виде замкнутых линий, кривизна которых изменяется при переходе через ветви «мальтийского креста» с непрямыми углами. Кроме того, верхний правый фрагмент «мальтийского креста» представляет собой размытую спекл-структуру с отсутствием четких контуров и минимальной интенсивностью. Напротив, на коноскопических картинах образца (Рис. 2, б, в, г) изохромы имеют правильную геометрическую форму эллипсов, максимальная эллиптичность которых отмечается на Рис. 2, г. Наблюдается некоторая деформация «мальтийского креста» в центре поля зрения без его просветления, а углы между ветвями «мальтийского креста» также отличны от 90° .

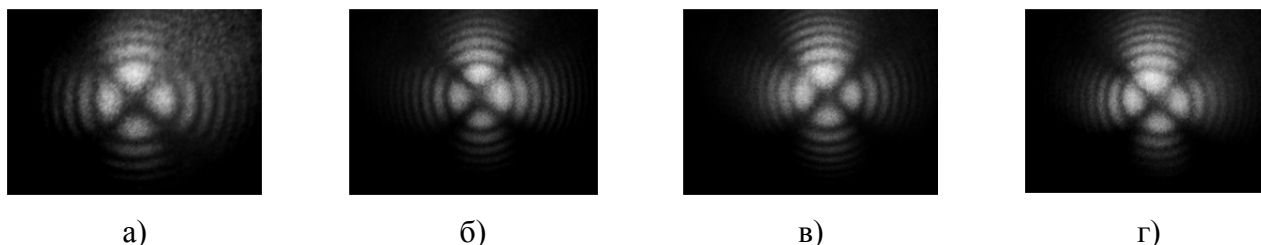


Рис. 2. Фотографии коноскопических картин монокристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Ta}$ [2,18 мас.%; Mg [0,08 мас.%]

Для монокристаллических образцов LiNbO_3 с самой большой концентрацией примесей Ta [4,00 мас.%] и Mg [0,80 мас.%] все наблюдаемые коноскопические картины имеют искажения и признаки аномальной двуосности (Рис. 3). На коноскопических картинах (Рис. 3, а) изохромы в целом имеют вид эллипсов с большой осью, ориентированной в направлении одной из ветвей «мальтийского креста», но фрагменты изохром в пределах каждого квадранта имеют отступления от правильной эллиптической формы. Изображение «мальтийского креста» в целом имеет размытый вид, а его верхний левый фрагмент практически отсутствует. На коноскопических картинах (Рис. 3, б, в) в одном случае черный «мальтийский крест» слабо деформирован без просветления в центре, а углы между его ветвями отличаются от прямых, в другом случае черный «мальтийский крест» имеет просветление в центре поля зрения со сдвигом фрагментов в горизонтальном направлении от центра (Рис. 3, г). Изохромы на всех коноскопических картинах данного образца имеют эллиптическую форму с разной степенью эллиптичности и некоторыми искажениями при переходе через ветви «мальтийского креста».

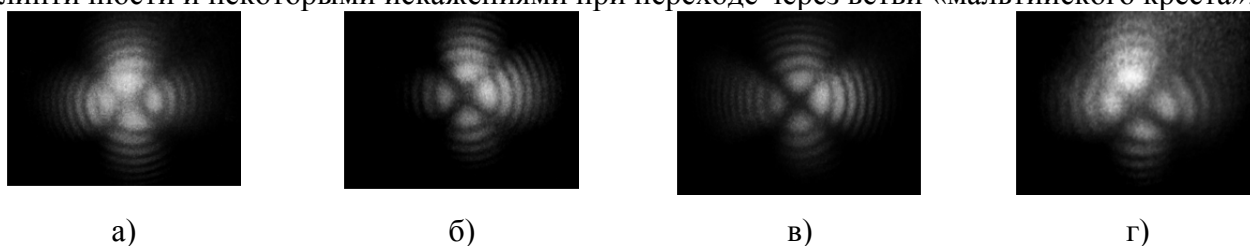


Рис. 3. Фотографии коноскопических картин монокристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Ta}$ [4,00 мас.%]; Mg [0,80 мас.%]

Анализ коноскопических изображений показывает, что оптическая однородность монокристаллов ниобата лития ухудшается при увеличении концентрации катионов Ta и Mg, что связано с неравномерным распределением дефектов в объеме кристалла и неравномерным вхождением катионов Ta и Mg в решетку.

1. Н.М. Меланхолин, *Методы исследования оптических свойств кристаллов*. – М.: Наука, 155 с. (1970).
2. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексеева, И.В. Повх и др., *ИВУЗ. Приборостр.*, №12, 53-55, (2004).
3. M. Palatnikov, O. Pikoul, N. Sidorov, O. Makarova, K. Bormanis, *Ferroelectrics*, **436**, № 1, 19–28, (2012).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕРВАЛА ФАЗОВОГО СДВИГА ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ СПОСОБОМ

Пикуль О.Ю., Коваленко Л.Л.

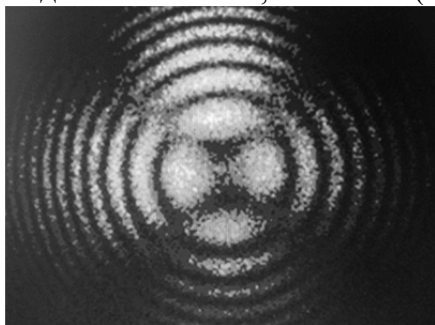
Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск,
Россия

Предлагаемое устройство может быть использовано для определения поляризационных характеристик оптического излучения, в частности, интервала фазового сдвига эллиптически поляризованного излучения за счет получения коноскопической картины определенного вида.

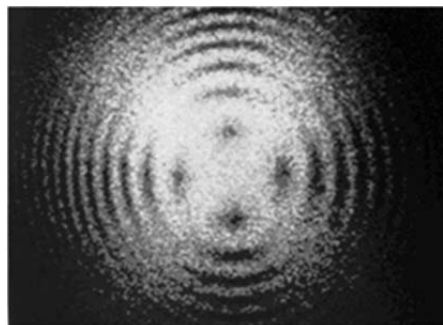
Устройство для визуального определения интервала фазового сдвига эллиптически поляризованного излучения содержит последовательно расположенные источник параллельного излучения, поляризатор, две фазовых кристаллических пластинки, рассеиватель, установленный между фазовыми кристаллическими пластинками, анализатор и экран, установленные перпендикулярно оси оптической системы. Оптическая ось первой фазовой кристаллической пластинки лежит в плоскости ее входной грани, оптическая ось второй фазовой кристаллической пластинки перпендикулярна плоскости ее входной грани. Фазовые кристаллические пластинки имеют любую толщину.

Полученная на экране коноскопическая картина в виде черного «мальтийского креста» с разрывом в центре на две части на фоне колец-изохром с интенсивностью, изменяющейся в каждом кольце от максимума к минимуму при переходе через ветви «мальтийского креста», характеризует эллиптически поляризованное излучение с фазовым сдвигом $0 < \Delta < \pi/2$, $3/2\pi < \Delta < 2\pi$ (Рис., а).

Коноскопическая картина в виде светлого «мальтийского креста» с двумя черными точками и двумя короткими штрихами в центре между ветвями креста на фоне колец-изохром с интенсивностью, изменяющейся в каждом кольце от максимума к минимуму при переходе через ветви «мальтийского креста», характеризует эллиптически поляризованное излучение с фазовым сдвигом $\pi/2 < \Delta < \pi$, $\pi < \Delta < 3/2\pi$ (Рис., б).



а)



б)

Рисунок. Фотографии коноскопических картин кристаллической пластинки ниобата лития с эллиптическим излучением в интервале фазового сдвига: а) $0 < \Delta < \pi/2$, $3/2\pi < \Delta < 2\pi$; б) $\pi/2 < \Delta < \pi$, $\pi < \Delta < 3/2\pi$

Использование предлагаемого устройства позволяет при получении коноскопической картины сразу определить интервал фазового сдвига эллиптически поляризованного излучения в двух диапазонах значений без дополнительных технологических операций.

ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ С ГРЕБЕНЧАТЫМ СПЕКТРОМ НА ОСНОВЕ ЛИНЗЫ ФРЕНЕЛЯ

Глухов В.А.*,**, Иванов М.П.*, Сясько А.В.*, Толмачев Ю.А.*

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

**Санкт-Петербургский филиал института океанологии им. П.П. Ширшова
РАН, Санкт-Петербург, Россия

Рассматривается использование линзы Френеля для преобразования широкополосного спектра источника оптического излучения в гребенчатый спектр и/или формирования гребенки эквидистантных световых импульсов из моноимпульса. Предложен вариант применения линзы Френеля как согласованного фильтра для обнаружения содержания простых молекул с ярко выраженными колебательно-вращательными спектрами поглощения.

Целью работы является развитие представлений о преобразовании широкополосного непрерывного спектра излучения (например, термического) в набор эквидистантных узких компонентов с заданными параметрами: расстоянием между линиями и их шириной. В качестве основы используются результаты работ [1-4], в которых рассматривался импульсный отклик линзы Френеля. В результате проведенных опытов и расчета было показано, что один из вариантов конструкции линзы позволяет получить ее импульсный отклик в точке главного фокуса как последовательность эквидистантных одинаковых по амплитуде производных дельта-функции по времени:

$$h_0(t) = \frac{\partial}{\partial t} \sum_{m=1}^N \delta(t - m\Delta t).$$

Элементарные импульсы формируются в результате взаимодействия проходящей через элемент линзы цилиндрическую и двух крайних волн (Рис. 1(слева)), импульсный отклик элемента линзы показан на Рис. 1 (справа). В силу линейности процесса преобразования поля источника сплошного спектра в дальнейшем мы будем пользоваться представлением импульсного отклика в форме:

$$h(t) = \sum_{m=1}^N \delta(t - m\Delta t), \quad (1)$$

возвратившись к операции дифференцирования на заключительном этапе.

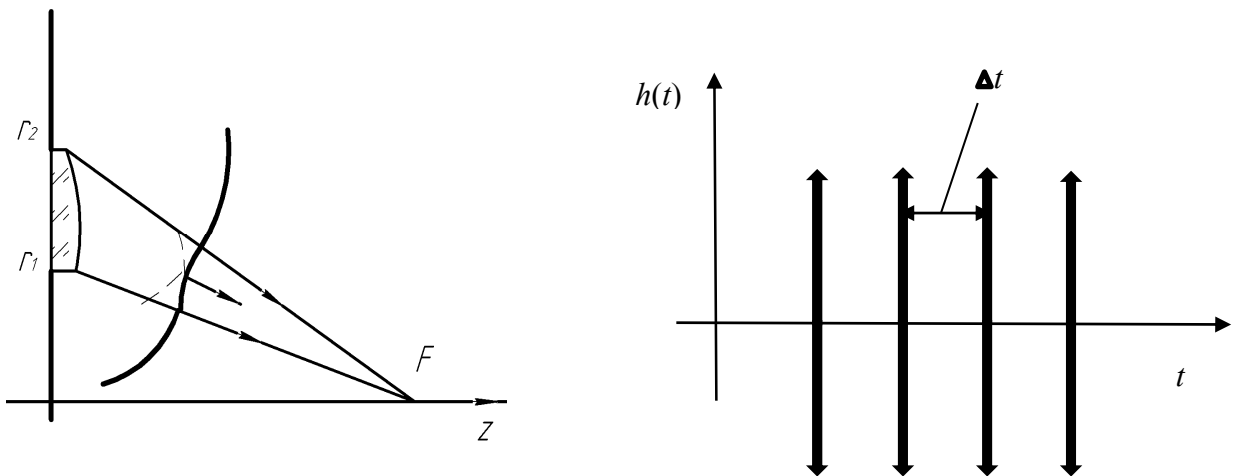


Рис. 1. Формирование волн одним кольцом линзы Френеля (слева) и импульсный отклик в точке F как серии эквидистантных первых производных дельта-функций (справа)

Соотношению (1) в спектральном пространстве соответствует формирование равноотстоящих друг от друга на $\Delta\nu = 1/\Delta t$ линий в спектральном пространстве, т. е. образование гребенчатого спектра пропускания линзы.

Рассмотрим линзу Френеля, состоящую из системы примыкающих друг к другу плоско-выпуклых concentрических кольцевых линз, сформированных так, что их фокальные точки совпадают. Элементарное геометрическое построение показывает, что для равенства амплитуд радиусы линз должны отвечать условию:

$$r_{k+1}^2 - r_k^2 = \text{const} = (c\Delta t)^2 \quad (2)$$

Общее фокусное расстояние линзы f остается свободным параметром, который задается, исходя из конструктивных соображений.

Спектр сигнала в точке главного фокуса линзы найдем, вычислив фурье-преобразование соотношения (1). Для этого представим его в форме:

$$h(t) = \text{rect}(t/N\Delta t) \text{comb}(t/\Delta t), \quad (3)$$

где функция $\text{rect}()$ протяженностью $N\Delta t$ учитывает конечное число компонентов линзы. С точностью до постоянного множителя, Фурье-образ (3) имеет вид свертки:

$$H(\nu) = \text{sinc}(\nu N\Delta t) \otimes \text{comb}(\nu\Delta t).$$

Таким образом, спектральный отклик линзы Френеля с конечным числом элементов, в точке ее главного фокуса, имеет вид последовательности эквидистантных функций $\text{sinc}(\nu N\Delta t)$ с интервалом $\Delta\nu = 1/\Delta t$, которые можно рассматривать как амплитудную аппаратную функцию спектрометра с шириной (расстоянием до первого ее нуля), равной $\delta\nu = 1/N\Delta t$ (Рис. 2).

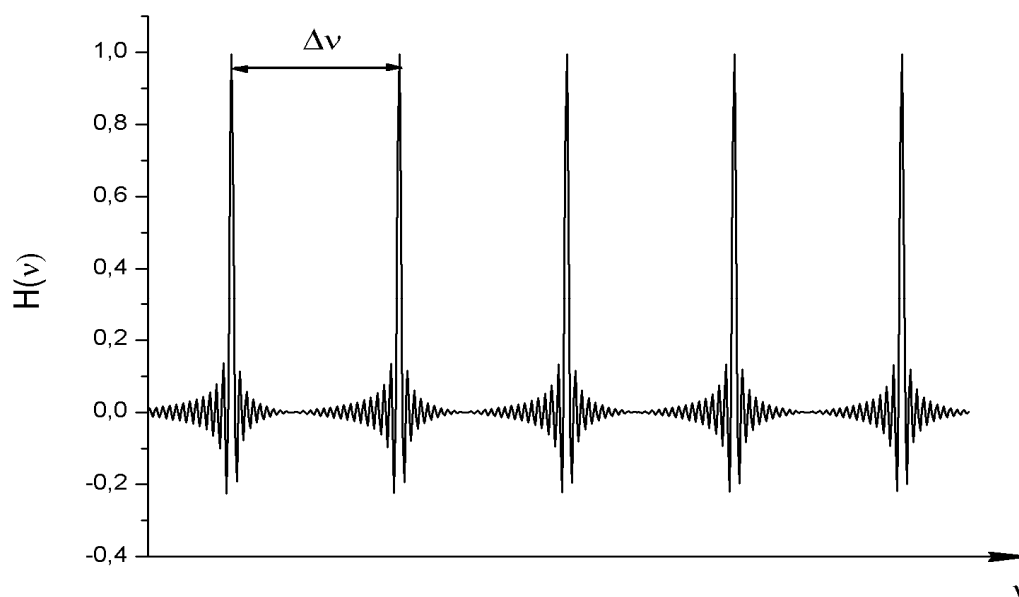


Рис. 2. Спектральный отклик линзы Френеля с конечным числом элементов

Приблизительно эквидистантными в пространстве частот являются вращательные и колебательно-вращательные спектры простых молекул. Выбрав величину $\Delta\nu$ равной расстоянию между компонентами колебательно-вращательного (или чисто вращательного) спектра, следуя принципам, изложенным в [2], мы получаем возможность с помощью одного фотоприемника зарегистрировать суммарную мощность всей избранной полосы молекулы. Следовательно, линза Френеля в комбинации с источником излучения со сплошным спектром, построенная по описанному выше принципу, может быть использована для измерения поглощения при решении задач обнаружения таких молекул. Она может применяться и на приемном конце системы. Применение согласованного фильтра позволяет увеличить полезный сигнал молекулярного спектра и подавить возможные систематические помехи от излучения или поглощения молекул с иными постоянными вращательной структуры. Отмеченный выше эффект дифференцирования играет небольшую роль в наиболее реальных вариантах небольшой относительной ширины спектра молекулярных полос. В дальнейшем предполагается провести

расчет разрешающей способности и вероятности обнаружения заданных молекул с помощью системы на основе линзы Френеля.

Работа поддержана РНФ (проект 17-19-01097).

1. E.S. Permyakova., T.V. Statsenko, Yu.A. Tolmachev, Fresnel Lens for the Generator of Encoded Sequences of Ultrashort Pulses. The Spectral Evidence of Series of Pulses Formation, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, 2012, **21**, No. 2. P. 63–69.

2. E.S. Permyakova., Yu.A. Tolmachev, The spectrum of substance for the carrier of information on the substance traces, *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, 2015, **24**, No. 1. P. 48–53.

3. Ш. Бартч, Т.В. Стаценко, Ю.А. Толмачев, Возникновение сверхсветовых интерференционных структур поля при дифракции сферической волны на кольцевой щели, *Proceedings of the 8-th International Conference "HOLOEXPO-2011"*, 29 September – 1 October, Minsk, Belarus, с. 467-470.

4. Yu. A. Tolmachev, M. K. Lebedev, M. V. Frolenkova, A. V. Kytmanov, Transformation of a femtosecond pulse upon focusing, *Quantum Electronics*, 2005, **35**, № 5. P. 479-483.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ Р-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ ИЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ

Авербух И.Б., Авербух Б.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Диэлектрическая среда сконструирована из плоскопараллельных монослоев точечных электрических диполей. Микроскопически показана справедливость теоремы погашения. Показано, что диполи среды “чувствуют” непоперечное электромагнитное поле. А это приводит к обязательному отклонению от закона Брюстера.

Небольшие отступления от формул Френеля при отражении под углом Брюстера хорошо известны. Коэффициент отражения при угле Брюстера не обращается в нуль, хотя и становится очень малым. Это обусловлено не загрязнениями поверхности, т.к. при ее очистке эффект уменьшается, но не исчезает. Объяснение обычно связано с представлением о том, что физически граница раздела сред представляет собой некоторый переходной слой, свойства которого отличаются от свойств самой среды. Как отмечал Л.И. Мандельштам [1], ‘дело по-видимому в том, что при описании “нулевых эффектов” среду уже нельзя считать однородным континуумом. Необходимо учитывать молекулярную структуру вещества.

Микроскопическую теорию наблюдаемых на опыте отклонений от законов Френеля и Брюстера, построил Д.В. Сивухин [2], учитывая наличие на границе раздела двух сред переходного слоя - изотропного или анизотропного. В модели Сивухина поле диполя учитывалось только в волновой зоне и не учитывалось междипольное взаимодействие.

В настоящей работе рассматривается распространение плоской p - поляризованной электромагнитной волны через диэлектрик. Диэлектрик представляется состоящим из плоскопараллельных монослоев (плоскости $xу$, пересекающие ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots), расположенных периодически на расстоянии a друг от друга. Каждый монослой образован точечными электрическими диполями. Диполи одного монослоя расположены неупорядоченно (с плотностью N_d диполей в монослое) и не взаимодействуют друг с другом. Так как внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями диполей. Поле диполя учитывается полностью, а не только в волновой зоне. Учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения других монослоев. Показана справедливость теоремы погашения. Показано, что диполи среды “чувствуют” непоперечное электромагнитное поле, а это, в частности, приводит к отклонению от закона Брюстера.

Пусть на первый монослой падает под углом α поляризованное в плоскости yz монохроматическое поле

$$E_0 = e_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_0 r)$$

с частотой ω , волновым вектором k_0 и вектором поляризации $e_0 = \xi e_y + \eta e_z$, где $\xi = \cos \alpha$, $\eta = -\sin \alpha$, а e_y и e_z - единичные векторы вдоль соответствующих осей. Вектор k_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $k_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированный этим полем дипольный момент p - го атома (с координатой $r_p = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p / c$, где R_p - расстояние от диполя до точки наблюдения ($x_2, y_2, z_2 > z_1$), равен

$$d_p(t - R_p / c) = e_0 A_d E_0 \exp(i\omega t - ikR_p - ik_0 r_p) = d_0 \exp(i\omega t - ikR_p - ik_0 r_p),$$

где $k = \omega / c$, а $A_d = A_d' - iA_d''$ описывает поляризуемость атома под действием внешнего поля. Под действием падающего поля диполи монослоя начинают излучать. Электрическое поле одного диполя определяется выражением

$$\mathbf{E}_p = \left[\frac{(2d_{0\parallel} - d_{0\perp})}{R_p^3} (1 + ikR_p) + \frac{k^2}{R_p} d_{0\perp} \right] \exp(i\omega t - ikR_p - ik_0 r_p),$$

где $d_{0\parallel}$ и $d_{0\perp}$ - параллельная и перпендикулярная по отношению к \mathbf{R}_p составляющие дипольного момента соответственно. Для получения рассеянного первым монослоем вперед полей \mathbf{E}_{10} и \mathbf{H}_{10} в точке $(x_2, y_2, z_2 > z_1)$ нахождения диполя второго монослоя надо проинтегрировать выражение для \mathbf{E}_p по координатам всех диполей монослоя. В результате получаем [3] выражение

$$\mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 (\cos \alpha e_y - \sin \alpha e_z) \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

где $P_d = 2\pi N_d A_d k^2 / k_{0z}$. Рассеянное поле $\mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2)$ можно представить в виде $[(1 - iP_d) - 1] \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Поле $(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$ представляет собой преломленную волну с z компонентой волнового вектора

$$k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d / a.$$

Здесь $1 - iP_d = F_d \exp(-i\varphi_d)$, а $F_d = \sqrt{(1 - P_d'')^2 + P_d'^2}$ и $\varphi_d = \arctg[P_d' / (1 - P_d'')]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные первым монослоем диполей.

Получается, что поле излучения первого монослоя диполей гасит падающее поле и формирует (порождает) преломленную волну $(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$ (теорема погашения Эвальда - Озеена для первого монослоя).

На второй монослой диполей падают внешнее поле и поле, рассеянное первым монослоем (или преломленная первым монослоем волна) $(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Индуцированный падающим на него полем дипольный момент атома второго монослоя, равен $\mathbf{d}_2 = A_d (1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Поле $\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3)$, рассеянное диполями второго монослоя, получается интегрированием поля дипольного момента \mathbf{d}_2 по координатам диполей второго монослоя. В результате получаем выражение

$$\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_d (1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3) = [(1 - iP_d)^2 - (1 - iP_d)] \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3).$$

Получается, что поле излучения второго монослоя диполей гасит преломленную волну, сформированную первым монослоем диполей, и формирует (порождает) свою преломленную волну $(1 - iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$ (теорема погашения Эвальда - Озеена для второго монослоя). Поле в точке нахождения диполя третьего монослоя складывается из падающего поля $\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3)$ и полей, рассеянных первым $\mathbf{E}_{10}(x_3, y_3, z_3)$ и вторым $\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3)$ монослоями, т.е. равно

$$\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3) + \mathbf{E}_{10}(x_3, y_3, z_3) + \mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3) = (1 - iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3).$$

Поле излучения третьего монослоя

$$-iP_d (1 - iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4) = (1 - iP_d)^3 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4) - (1 - iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4)$$

гасит преломленную волну, сформированную вторым монослоем диполей, и порождает свою преломленную волну (теорема погашения Эвальда - Озеена для третьего монослоя). И так далее. Таким образом, в общем случае излучение каждого монослоя диполей гасит преломленную волну, сформированную предыдущим монослоем, и порождает свою преломленную волну. Распространяющееся вперед поле в точке нахождения атома n -го монослоя равно

$$(1 - iP_d)^{n-1} \mathbf{E}_0(x_n, y_n, z_n).$$

Учитывая определение волнового вектора \mathbf{k}_2 , последнее выражение можно представить в виде

$$F_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y} y_n - ik_{0z} z_1 - ik_{2z} a(n - 1)].$$

Таким образом, диполи каждого монослоя “чувствуют” поле с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$ и вектором поляризации $\mathbf{e}_0 = \xi \mathbf{e}_y + \eta \mathbf{e}_z$, причем эти вектора не взаимно

перпендикулярны. А это, как отмечено еще в работе Д.В. Сивухина [2], ведет к отклонению от закона Брюстера.

Рассмотренная в данной работе модель позволяет далее детально исследовать формирование отраженной и преломленной волн, обосновать интерференционную природу принципа Ферма, а также возможность получения среды с единичным показателем преломления.

1. Л.И. Мандельштам. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.: Наука, 1972. - С. 439.
2. Д.В. Сивухин. ЖЭТФ, **18**, №11, 976-994, (1948).
3. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. Изв. вузов: Физика, **56**, №3, 12- 16, (2013).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОННЫХ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА И j-АГРЕГАТОВ ПСЕВДОИЗОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ГИБРИДНЫХ ПЛЕНКАХ

Набиуллина Р.Д., Старовойтов А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе изучены гибридные пленки, представляющие собой молекулы псевдоизоцианинового красителя и наночастицы серебра. В спектрах поглощения гибридных структур наблюдается спектральный провал в максимуме полосы поглощения J-агрегатов. Для интерпретации результатов были проведены расчеты сечения поглощения наночастицы, покрытой J-агрегатами в рамках теории Ми.

Интерес к плазмон-экситонным гибридным наноструктурам вызван их перестраиваемыми оптическими свойствам и потенциальным практическим применением в солнечной энергетике, спектроскопии, биосенсорах и для создания плазмонного лазера [1,2].

В наночастицах благородных металлов, таких как, например, Au и Ag, наблюдаются локализованные поверхностные плазмоны. Возбуждение плазмонов создает вокруг металлических наночастиц сильное электромагнитное поле, называемое ближним, которое играет ключевую роль в усилении комбинационного рассеяния света, флуоресценции.

Органические молекулы, в частности красители, представляют собой уникальные преобразователи оптического света. Более интересными физическими свойствами обладают агрегаты из нескольких молекул, например, J-агрегаты. Под действием света в J-агрегатах, может образовываться электрон-дырочная пара, в которой электрон и дырка связаны кулоновским взаимодействием. Такое нейтральное электронное возбуждение носит название экситона, характеризующееся ультракоротким радиационным временем жизни и нелинейной оптической восприимчивостью [3].

Для изучения взаимодействия плазмона и экситона подходят гибридные структуры, представляющие собой металлическое ядро, покрытое оболочкой J-агрегатов цианинового красителя. Большинство исследований проведено в коллоидных растворах, однако, для практического применения важны сухие тонкопленочные образцы. В работе исследовались гибридные структуры на сапфировых подложках, прозрачных в видимой области. Наночастицы серебра в виде островковой пленки были получены в установке вакуумного физического напыления Kurt Lesker PVD 75. Поверх островковой пленки методом центрифугирования был нанесен слой псевдоизоцианинового красителя, в котором формируются J-агрегаты.

В спектрах поглощения таких пленок плазмон-экситонное взаимодействие может проявляться двумя способами: увеличением поглощения J-агрегатов, находящихся в ближнем поле наночастиц металла, либо спектральным провалом в области поглощения J-агрегатов за счет сильного связывания электрона и плазмона. В полученных гибридных пленках с псевдоизоцианином наблюдается спектральный провал в максимуме полосы поглощения J-агрегатов и формирование вокруг него двух узких пиков (Рис. а), при этом поглощение молекул красителя значительно возрастает, как для агрегатов, так и для мономеров.

Увеличение эквивалентной толщины островковой пленки, на которую нанесены молекулы псевдоизоцианина, приводит к росту поглощения молекул красителя и уменьшению глубины спектрального провала в максимуме поглощения J-агрегатов, а также к выравниванию интенсивностей двух узких пиков вокруг него (Рис. б).

Для интерпретации результатов формирования спектрального провала в спектрах поглощения гибридного образца на длине волны максимума J-агрегата, были проведены расчеты для сечения поглощения металлическими частицами Ag, покрытыми J-агрегатами псевдоизоцианина, в рамках теории Ми [4,5].

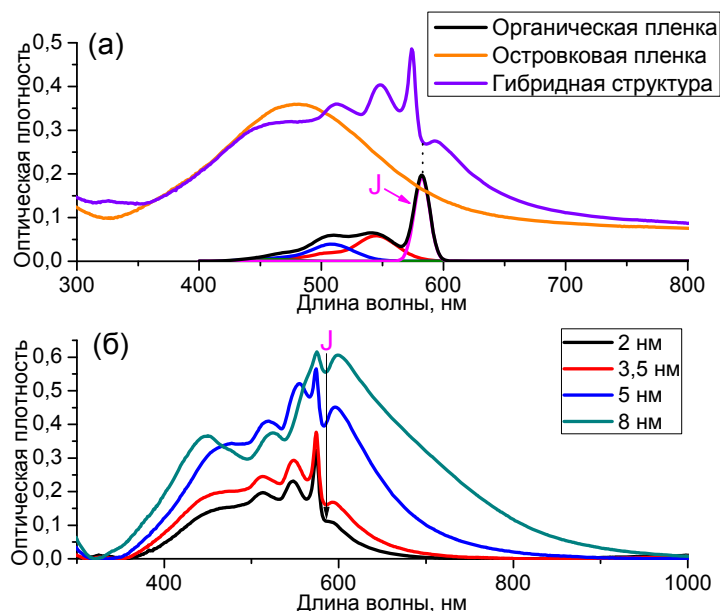


Рисунок. Оптические свойства гибридной пленки: а – спектры оптической плотности островковой и гибридной пленок и спектры поглощения органической пленки, б – спектры поглощения гибридных образцов, полученных на островковых пленках разной эквивалентной толщины. Стрелками указана полоса поглощения J-агрегата

1. Balci, S., *Opt. Lett.*, **38**, pp. 4498-4501, (2013).
2. DeLacy, B.G., Miller, O.D., Hsu, C.W., Zander, Z., Lacey, S., Yagloski, R., Fountain, A.W., Valdes, E., Anquillare, E., Soljačić, M., Johnson, S.G., Joannopoulos, J.D., *Nano Lett*, **15**, pp. 2588–2593, (2015).
3. Wurthner, F., Kaiser, T.E., Saha-Moller C.R., *Angew. Chem. Int. Ed.*, **50**, pp. 3376–3410, (2011).
4. В.В. Климов, *ФИЗМАТЛИТ*, с. 480, (2009).
5. В.С.Лебедев, А.С.Медведев, *Квант. Электроника*, **42**, №8, с. 701-713, (2012).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ КРАМЕРСА-КРОНИГА

Котликов Е.Н., Юрковец Е.В.

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

В работе предложена методика определения показателей преломления пленок, базирующаяся на коррекции спектров пленок на поглощение и последующем применении аналитических зависимостей, представленных из уравнений Крамерса-Кронига. Метод проиллюстрирован на примере спектров пленки BaF_2 в диапазоне 1,5-12 мкм.

Существует ряд методов определения оптических констант пленок, основанных на спектрофотометрических измерениях спектров пропускания и отражения [1-3]. Как правило, данные методы применимы для непоглощающих пленок. В этом случае существуют аналитические решения уравнения спектров пленок относительно оптических констант для точек, соответствующих экстремумам функции пропускания [3]. При наличии полос поглощения использование аналитических методов невозможно. Также невозможно решение в общем виде для всего спектра пропускания или отражения. В первую очередь это связано с тем, что уравнение спектра пленки трансцендентное и не имеет однозначного решения. В этом случае применяют различного рода численно-аналитические методы, основанные на минимизации функций качества. Эта задача является обратной и, неоднозначной, что затрудняет нахождение ее решений. Решение этой задачи становится возможным после коррекции оптических спектров пленок на поглощение [4]. В данной работе была проведена такая коррекция спектров пленки фторида бария. Результаты коррекции спектров приведены на Рис. 1.

Предложенная в данной работе методика базируется на использовании дисперсионной зависимости в приближении упрощенной феноменологической дисперсионной модели Лоренца (модель гармонического осциллятора) [5]. В работе использовались аппроксимирующие уравнения Крамерса-Кронига [5], описывающие дисперсионную зависимость вдали от линий поглощения в областях вакуумного ультрафиолета и ИК диапазона спектра в виде:

$$n = n_0 + \frac{C_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}, \quad (1)$$

где λ_1, λ_2 – длины волн, соответствующие максимумам поглощения в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра. Исходя из справочных данных, для фторидов $\lambda_1 = (100-150)$ нм, $\lambda_2 = 20$ мкм. Их значения не критичны при использовании аппроксимирующей функции (7). n_0, C_1, C_2 – численные коэффициенты, задающие дисперсию коэффициента преломления рассматриваемой пленки. Коэффициенты n_0, C_1, C_2 вычисляются путем минимизации функции качества, записанной в виде:

$$F(\lambda_i, N_0, C_1, C_2) = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L |T(\lambda_i) - T_0(\lambda_i, N_0, C_1, C_2)|^2 \quad (2)$$

где $T(\lambda_i)$ – экспериментальное значение коэффициента пропускания, N – количество точек в спектре. $T_0(\lambda_i, N_0, C_1, C_2)$ рассчитывалось по формуле

$$T_0(\lambda_i, N_0, C_1, C_2) = \frac{\tau_0(1-R_0)}{1-\rho_0 R_0} \quad (3)$$

где R_0 – коэффициент отражения непоглощающей пленки, а τ_0, ρ_0 – коэффициенты отражения и пропускания поверхности подложки, рассчитываемые по формулам:

$$\rho_0 = \frac{(n_3 - n_1)^2}{(n_3 + n_1)^2}, \quad \tau_0 = 1 - \rho_0 \quad (4)$$

где n_3 – коэффициент преломления подложки, n_1 – коэффициент преломления среды, из которой падает свет на пленку. В данном случае это воздух, $n_1 = 1$.

В экспериментах в качестве непоглощающей подложки нами использовалась подложка из $ZnSe$ с коэффициентом преломления 2,42, что соответствует среднему значению коэффициента преломления. $ZnSe$ удобно использовать при исследовании пленок фторидов (коэффициент преломления 1,3-1,45). Селенид цинка обладает малым поглощением. Для $ZnSe$ марки CVD в диапазоне от 2-х до 15 мкм оно не превышает 0,2% для подложек толщиной 3-4 мм. Для

иллюстрации предложенного метода мы использовали пленки фторида бария, коэффициент преломления которых меняется в пределах 1,3-1,45. Амплитуда реальных измерений спектров проводилась с точностью до $\pm 0,2\%$ с помощью спектрофотометра ФСМ 1201.

Геометрическая толщина пленки равнялась 3,252 мкм. Она определялась из спектра с помощью программы *FilmAnalysis* [6].

На Рис. 1 представлен экспериментальный спектр отражения, и пропускания и поглощения пленки фторида бария, геометрической толщиной 3,14 мкм.

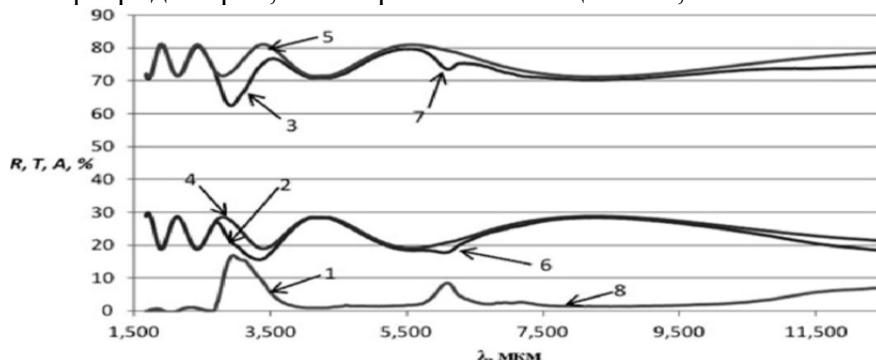


Рис. 1. Экспериментальные спектры поглощения (1), отражения (2) и пропускания (3) пленки BaF_2 . Скорректированные на поглощение спектры отражения и пропускания (кривые 4-5). Восстановленные по найденным значениям n и k спектры поглощения, отражения, пропускания (кривые 6-8)

Там же представлены скорректированные на поглощение спектры отражения и пропускания. Хорошо видно, что в этих спектрах отсутствуют пики, связанные с поглощением. В работе [4] показано, что с точностью до 0,2% скорректированные спектры не содержат полос поглощения. Эти спектры использовались нами для иллюстрации описываемых методов.

Рассмотрим программное обеспечение для нахождения коэффициента преломления пленки по уравнениям (1). Интерфейс программы приведен на Рис. 2. Задается материал подложки, ее тип: полубесконечная или конечной толщины. Как показано в работе [6], рассчитываемые спектры чувствительны к заданию коэффициента преломления подложки.

После расчетов коэффициента преломления по формуле 1 на интерфейс выводится найденные значения n_0 , C_1 , C_2 , спектр зависимости коэффициента преломления пленки от длины волны (правый график). В левом графике выводятся исходный спектр и рассчитанный по полученным значениям спектр n_2 . В нашем примере эти спектры отличаются по амплитуде в среднем на 0,2% и не разделяются.

Для оценки точности совпадения рассчитанного и экспериментального спектров проводилась численная оценка. Для этого строилась зависимость

$$\Delta T(\lambda_i) = T(\lambda_i) - T_0(\lambda_i, N_0, C_1, C_2) \quad (5)$$

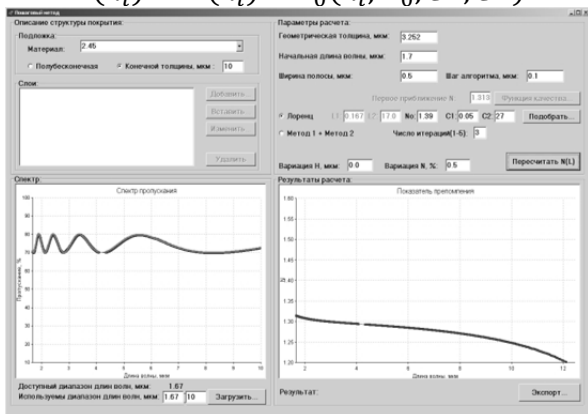


Рис. 2 Интерфейс программы

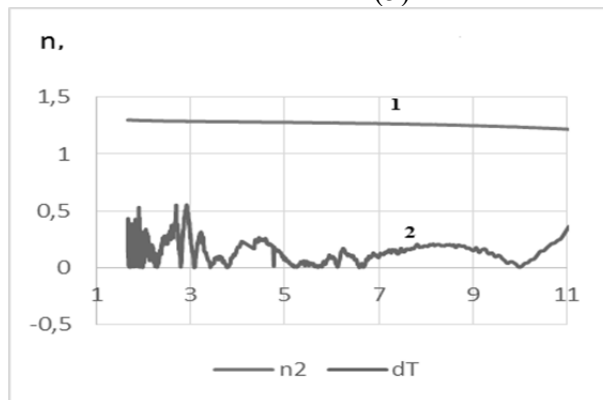


Рис. 3. рассчитанный спектр коэффициента преломления (кривая 1) и погрешность полученных результатов (кривая 2)

Здесь $T_0(\lambda_i, N_0, C_1, C_2)$ - рассчитанное значение спектра пропускания по полученным постоянным n_0, C_1, C_2 . Результаты расчетов n_2 и $\Delta T(\lambda_i)$ приведены на Рис. 3. Среднее отклонение рассчитанного по найденным константам спектра от исходного (экспериментального) составляет 0,2 % и не превышает в отдельных точках 0,5%. Точность определения n_2 мы оцениваем не хуже 0,005. Такой разброс получается при варьировании начальных условий в пределах погрешности измерений.

Описанная методика проста и доступна, обладает оперативностью и высокой точностью. Недостатком является то, что она не позволяет заметить тонкие структуры спектра n_2 в области полос поглощения. Такие структуры впервые наблюдались в работе [] на пленках

Из Рис. 3 видно, что среднеарифметическое отклонение спектра, рассчитанного по найденным константам отличается на 0,2% от эталонного (экспериментального). Отличие лежит в пределах погрешности измерения амплитуды спектров.

В ходе работы были скорректированы спектры пленки фторида бария на поглощение. Как показали исследования, такой перерасчет спектров позволяет исключить из спектров влияние поглощения [4]. Дальнейшее решение задачи поиска показателя преломления пленки основано на использовании аналитических зависимостей. При использовании данного метода для пленки фторрида бария были получены значения показателя преломления, не противоречащие электронной теории дисперсии. Полученный спектр показателя преломления пленки приведен на Рис. 3. По формуле 5 была рассчитана погрешность определения показателя преломления. Как видно из Рис. 3, среднее отклонение рассчитанного по найденным константам спектра от исходного (экспериментального) составляет 0,2%, что говорит об удовлетворительности полученных результатов

1. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, А.Н. Тропин, *Проектирование и изготовление интерференционных покрытий. Монография* (2016)
2. D. Poelman, P. F. Smet, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **V.36**, 1850-1857 (2003)
3. О. П. Коновалова, И. И. Шаганов, *ОМП. № 8*, С. 39–41 (2008)
4. Е.Н. Котликов, С.П. Фадеев, Е.В. Юрковец, *Сб. докладов Научной сессии ГУАП 2015 г.*, с.197-201 (2015)
5. Борн М, Вольф Э. *Основы оптики: Пер. с англ. под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука*, (1970)
6. Е.Н. Котликов, А.Н. Котликов, Е.В. Юрковец, *Сб. докладов Научной сессии ГУАП 2016 г.*, с.247-253 (2016)

ОСОБЕННОСТИ ОБМЕНА ЭЛЕКТРОННЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ГИБРИДНЫХ АССОЦИАТОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag_2S С МОЛЕКУЛАМИ ТИАЗИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Кондратенко Т.С., Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Исследованы закономерности обмена электронными возбуждениями между компонентами гибридных ассоциатов коллоидных квантовых точек (КТ) Ag_2S (2.5 нм) в желатине с молекулами тиазиновых красителей. Показано, что направление переноса и природа фотофизических процессов в данных объектах определяется расположением НОМО-LUMO уровней органической компоненты по отношению к уровням размерного квантования КТ.

В последние годы растет интерес к гибридным ассоциатам, представляющим собой квантовые точки (КТ), сопряженные с органическими молекулами, что связано с перспективами их использования для различных приложений науки и техники, в том числе и в биомедицине для фотодинамической терапии тяжелых заболеваний человек, люминесцентного маркирования биообъектов и биосенсорики [1]. Ключевым процессом, определяющим перспективу эффективного использования гибридных ассоциатов в приложениях, является обмен электронными возбуждениями между компонентами. В литературе рассматривают несколько основных механизмов обмена возбуждениями: безызлучательный (Förster) резонансный перенос энергии (FRET) [2,3], обменно-резонансный перенос энергии [4], фотоиндуцированный перенос носителей заряда (PET) [2], люминесцентный резонансный перенос энергии (LRET), основанный на реабсорбции люминесценции донора акцептором [5]. Выявление доминирующего канала передачи возбуждения в ассоциатах типа “КТ-молекула красителя”, требует подробного обоснования в каждом конкретном случае. Ввиду того, что сегодня сформировался особый интерес к использованию таких гибридных структур в качестве люминесцентных маркеров биообъектов, актуальным является исследование процессов обмена электронными возбуждениями в гибридных ассоциатах на основе КТ Ag_2S .

Данная работа посвящена исследованию закономерностей обмена электронными возбуждениями между компонентами гибридных ассоциатов коллоидных КТ Ag_2S (2.5 нм) в желатине молекулами тиазиновых красителей. Методика синтеза образцов подробно описана в [6,7]. В качестве органических молекул, в данном исследовании использовались молекулы органических красителей тиазинового ряда: тионин и метиленовый голубой ввиду их перспективного использования для биомедицинских приложений таких как фотодинамическая терапия и люминесцентное маркирование области фотодинамического эффекта.

Спектральное проявление взаимодействия КТ Ag_2S с молекулами тионина (TH^+) сопровождается незначительным гипсохромным сдвигом мономерной полосы поглощения, увеличение концентрации красителя в смеси приводит к образованию димеров (Рис. 1, а). Для случая ассоциации КТ с молекулами метиленового голубого (MB^+) зафиксирован незначительным батохромный сдвиг основной полосы поглощения и при высоких концентрациях красителя в смеси формируются Н-агрегаты (Рис. 1, б). Существенные проявления взаимодействия гибридной ассоциации наблюдали в люминесцентных свойствах смесей возбуждаемой излучением 532 нм и 660 нм, приходящим как на область поглощения света красителями, так и возбуждения центров люминесценции КТ Ag_2S (Рис. 1, в). Для случая гибридной ассоциации КТ с молекулами тионина показано многократное усиление интенсивности люминесценции в полосе КТ, а для случая смесей КТ с молекулами метиленового голубого практически полное тушение интенсивности свечения КТ.

Также были исследованы кинетические закономерности процесса затухания люминесценции в полосах свечения красителя (Рис. 2). Сопряжение красителя тионина с КТ ведет к ускорению кинетики затухания люминесценции. Уменьшение постоянной времени затухания люминесценции донора – краситель, характерно для систем с переносом электронного возбуждения в акцептор – КТ. Таким образом, сокращение среднего времени жизни люминесценции TH^+ в случае гибридной ассоциации с КТ Ag_2S , показывает

резонансный безызлучательный перенос энергии возбуждения от молекул Th^+ к центрам рекомбинационной люминесценции в КТ Ag_2S . Анализ кривых затухания, используя выражение, позволил оценить среднее время жизни. На длине волны 630 нм для красителя в желатине получили $2,29 \pm 0,16$ нс, а для ассоциатов $1,35 \pm 0,12$ нс. Случай ассоциации КТ с MB^+ показывает отсутствие заметных изменений времен для молекул MB^+ , косвенно подтверждая возможность обмена красителей электронными возбуждениями с КТ Ag_2S за счет переноса заряда за времена порядка 10^{-12} с.

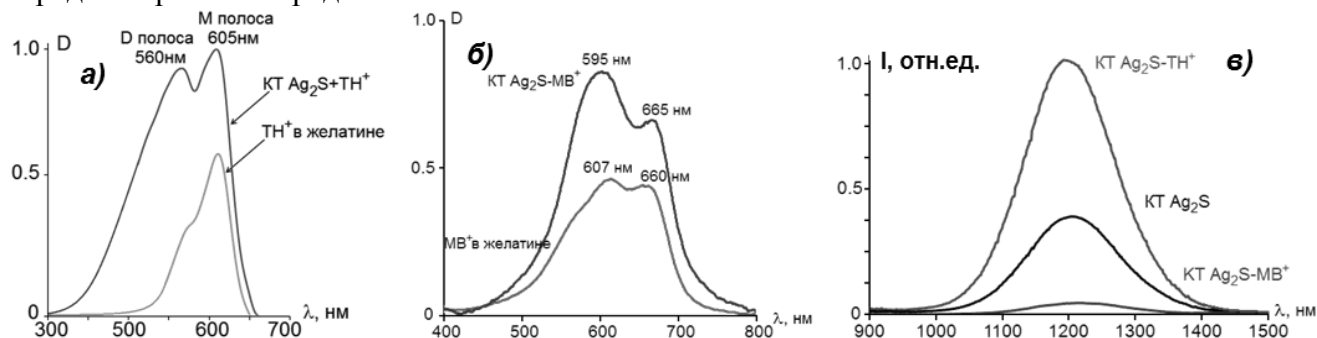


Рис. 1. Спектры оптического поглощения молекул тионина (а) и метиленового голубого (б) в желатине и при сопряжении с КТ Ag_2S ; спектры люминесценции гибридных ассоциатов КТ Ag_2S с молекулами тиациновых красителей (в)

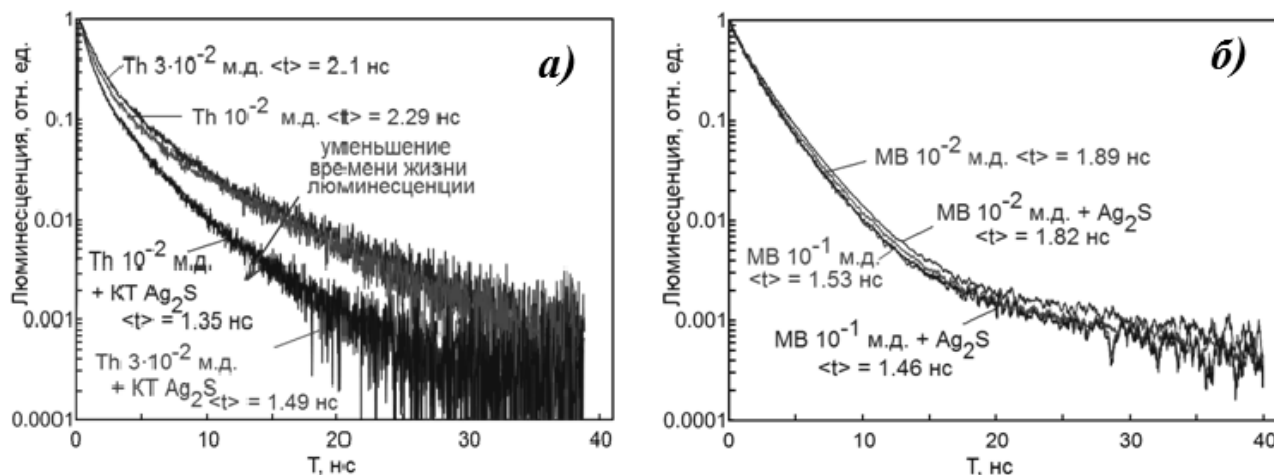


Рис. 2. Кинетика люминесценции молекул тионина (а) и метиленового голубого (б) в желатине и при сопряжении с КТ Ag_2S на длине волны 630 нм

Установленные закономерности люминесценции определяются главным образом процессами обмена электронными возбуждениями между компонентами ассоциата и определяются взаимным расположением НОМО-LUMO уровней органической компоненты по отношению к уровням размерного квантования КТ.

Многочисленные усиления ИК люминесценции КТ Ag_2S , возбуждаемой в полосах поглощения, ассоциированных с КТ молекулами тионина, у которого уровни НОМО и LUMO лежат в пределах эффективной запрещенной зоны КТ Ag_2S обеспечивается за счет резонансного безызлучательного переноса электронного возбуждения. Деграция ИК люминесценции КТ Ag_2S , возбуждаемой в полосах поглощения, ассоциированных с КТ молекулами метиленового голубого, у которых основное заполненное состояние (НОМО), расположено ниже основного размерно-квантованного состояния КТ (МВ) обеспечивается при фотопроцессе, сопровождающимся переносом электронов и дырок между компонентами гибридного ассоциата.

Схемы, моделирующие указанные фотопроцессы в каждом конкретном случае представлены на Рис. 3.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ СП-1161.2015.4.

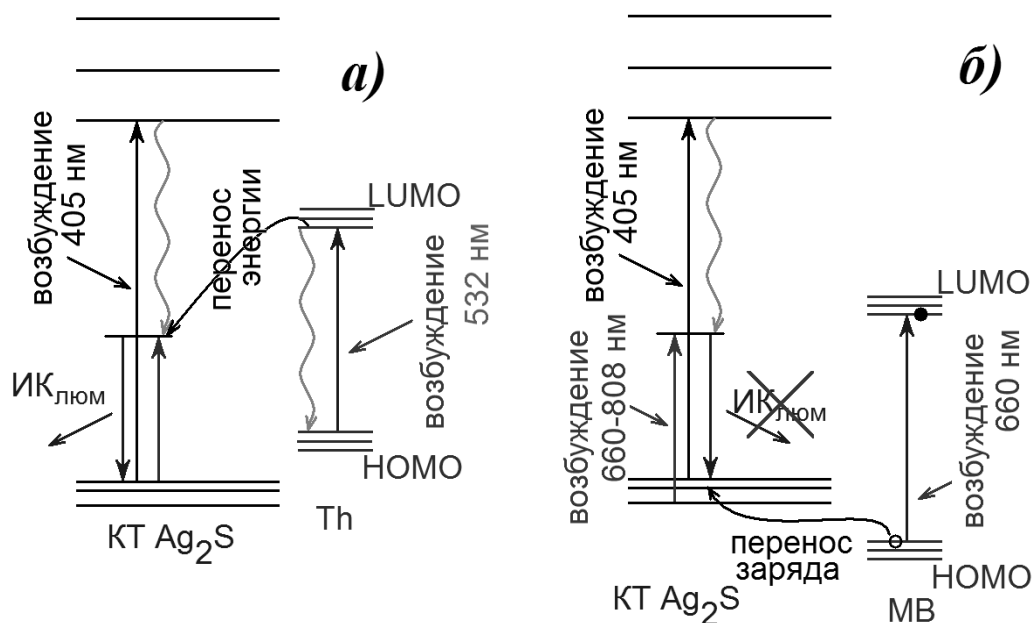


Рис. 3. Схемы обмена электронными возбуждениями между компонентами гибридных ассоциатов коллоидных КТ Ag₂S с молекулами тионина (а) и метиленового голубого (б)

1. Q. Zhang, T. Atay, J.R. Tischler, M.S. Bradley, V. Bulović, A.V. Nurmikko, *Nature Nanotechnol.*, **2**, 555-558, (2007).
2. A. Rakovich, D. Savateeva, T. Rakovich, J.F. Donegan, Y.P. Rakovich, V. Kelly, V. Lesnyak, A. Eychmuller, *Nanoscale Res. Lett.*, **5**, 5-8, (2010).
3. B.J. Walker, V. Bulović, M.G. Bawendi, *Nano Lett.*, **10**, 3995-4002 (2010).
4. M.-X. Zhao, H. Su, Z.-W. Mao, L.-N. Ji, *J Lumin.*, **132**, 16-23 (2012).
5. M. Nyk, K. Palewska, L. Kepinski, K.A. Wilk, W. Strek, M. Samoc, *J Lumin.*, **130**, 2487-2498 (2010).
6. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Б.И. Шапиро, Т.С. Шатских, А.С. Перепелица, Н.В. Королев, *ФТП*, **49**, № 3, 385-391 (2015).
7. O.V. Ovchinnikov, T.S. Kondratenko, I.G. Grevtseva, M.S. Smirnov, S.I. Pokutnyi, *J of Nanophotonics*, **10**, №3, 033505-033514, (2016).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КОМПЛЕКСОВ МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ НАНОЧАСТИЦА/ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ НАНОКРИСТАЛЛ

Волгина Д.А., Кормилини Т.К., Черевков С.А., Дубовик А.Ю., Ушакова Е.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Методами оптической спектроскопии и электронной микроскопии были исследованы оптические свойства и морфология коллоидных комплексов на основе металлических наночастиц и полупроводниковых нанокристаллов.

Одной из актуальных задач современного материаловедения является создание новых материалов с возможностью в процессе синтеза моделирования их свойств. Такой возможностью обладают материалы, представляющие собой стабильные упорядоченные комплексы наноразмерных структурных элементов [1, 2]. В качестве таких строительных элементов могут быть использованы как полупроводниковые нанокристаллы (НК), так и металлические наночастицы (НЧ), обладающие квантово-размерным эффектом. В зависимости от взаимного расположения компонент и процессов взаимодействия между ними оптические свойства комплекса могут значительно изменяться [3]. Таким образом, путем варьирования расстояния между частицами различных типов открывается возможность управлять свойствами комплекса, что позволит его использовать в практических задачах.

Целью данной работы является создание гибридных коллоидных комплексов на основе металлических НЧ и полупроводниковых НК, исследование влияния на морфологию и оптические свойства взаимного расположения НЧ и НК в комплексе.

Для исследования морфологии образованных структур был использован электронный микроскоп Merlin (Zeiss, Германия). Спектральный анализ полученных комплексов был проведен с помощью спектрофотометра UV3600 (Shimadzu, Япония) и спектрофлуориметра Cary Eclipse (Varian, США). Временные параметры люминесценции комплексов были исследованы с помощью лазерного сканирующего люминесцентного микроскопа MicroTime 100 (PicoQuant, Германия).

Для синтеза полупроводниковых аллоидных НК был использован высокотемпературный металло-органический синтез в органическом растворителе. В результате были получены НК CdZnSe/ZnS. Для синтеза металлических НЧ золота был использован метод водного синтеза. Для образования стабильных комплексов металлическая НЧ/полупроводниковый НК в качестве лигандов были использованы меркаптовые кислоты с различной длиной цепочки, которые ковалентно связаны с поверхностью НК и НЧ посредством карбоксильной и тиольной группами, соответственно.

Анализ СЭМ изображений показал, что взаимное расположение НК и НЧ золота зависит от способа приготовления комплекса, а также длины цепочки лиганда. Анализ спектров поглощения и фотолюминесценции показал, что оптические свойства зависят от взаимного расположения НЧ и НК в комплексе, в частности расстояния между НЧ и НК. Также был проведен анализ временных параметров фотолюминесценции в сравнении с квази-изолированными НК в коллоидном растворе.

1. K. Thorkelsson, P. Bai, T. Xu, *Nano Today*, **10**, №. 1, 48-66, (2015).
2. Z. Nie, A. Petukhova, E. Kumacheva, *Nat. nanotech.*, **5**, №. 1, 15-25, (2010).
3. C. Wang, C. Siu, J. Zhang, J. Fang, *Nano Research*, **8**, №. 8, 2445-2466, (2015).

ДИНАМИКА ФОТОВОЗБУЖДЕНИЙ В ЧАСТИЦАХ АЛМАЗА С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ NV-ЦЕНТРОВ

Воронина Е.Ю., Ушакова Е.В., Богданов К.В., Осипов В.Ю.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

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

Методом люминесцентной микроскопии были исследованы оптические свойства образцов микрочастиц алмаза с различной концентрацией центров окраски. Показано, что временные параметры фотолюминесценции сильно зависят от методики приготовления и постобработки образцов.

Микрочастицы алмаза зарекомендовали себя как потенциальный материал для применения в качестве диагностических, визуализирующих и терапевтических агентов в биологических и электронных приложениях, а также для криптографии и квантовой обработки информации [1]. Большинство этих применений основано на уникальных оптических и магнитных свойствах, связанных с точечными дефектами в их кристаллической решетке. Оказалось, что облучение образцов пучком электронов создает азото-замещённые вакансии в алмазе (NV-центры от англ. "nitrogen-vacancy center"), которые являются центрами окраски. Резонансные переходы, вызванные внутренним возбуждением NV-центров, приводят к появлению нескольких узких линий поглощения и люминесценции, а именно, близ 575 и 638 нм, относящихся, соответственно, к нейтральным ($N-V^0$) и негативно заряженным ($N-V^-$) центрам [2].

Целью настоящей работы является исследование временных параметров фотолюминесценции (ФЛ) образцов микрочастиц алмазов в зависимости от методики их синтеза и постобработки.

Временные параметры ФЛ были получены с помощью лазерного люминесцентного микроскопа MicroTime 100 (PicoQuant, Германия). Образцы алмазов, допированных атомами азота в разных концентрациях, были получены методом НРНТ (high pressure high temperature). Первая серия образцов была облучена пучком электронов с плотностью $\sim 2 \times 10^{18} \text{ e}^-/\text{cm}^2$. Образцы в серии имели разную концентрацию атомов азота: низкое (порядка 150 м.д.), среднее (порядка 400 м.д.) и высокое содержание. Вторая серия образцов была приготовлена аналогично первой. Далее образцы второй серии были подвергнуты термической обработке в течение 6 часов при температуре 800 °С.

Были получены двумерные карты времен затухания, а также кривые затухания ФЛ образцов. Анализ полученных экспериментальных данных показал, что, при увеличении концентрации атомов азота в микрочастицах алмаза, интенсивность и времена затухания ФЛ уменьшаются. Также обнаружено, что термическая обработка сильно влияет на параметры ФЛ.

1. V. N. Mochalin, O. Shenderova, D. Ho, Y. Gogotsi, *Nature Nanotech.*, **7**, 11–23, (2012).
2. Y. Mita, *Phys. Rev.*, **53**, №17, 11360, (1996).

ТЕСТИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, РАССЧИТАННЫХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА АДАПТИВНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Скобников В.А., Вовк Т.А., Петров Н.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

С использованием модифицированного алгоритма адаптивной перебора оптических мод (АПОМ) были рассчитаны дифракционные оптические элементы (ДОЭ). Рассчитанные ДОЭ экспериментально апробировались в лабораторных условиях с использованием пространственно-временного модулятора света. Полученные распределения интенсивности регистрировались на матричный фотоприемник, расположенный на моторизированной подвижке.

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) активно используются для управления модуляцией электромагнитного излучения в задачах экспериментальной оптики. Методы синтеза светового поля с помощью ДОЭ дают возможность достигать сложной конфигурации оптического поля такой как, изменение формы лазерного пучка [1], цифровая голография [2], формирование и передача оптической информации [3], манипулирование объектами микромира и биологическими клетками [4].

В рамках работ по теме МК-7068.2016.2 бы разработан метод расчета фазовых ДОЭ с использованием алгоритма адаптивного перебора оптических мод (АПОМ). Изначально алгоритм был разработан для фокусировки излучения в мишень, при прохождении его через рассеивающую среду. В рамках данной работы, принципы, лежащие в основе алгоритма, были использованы для метода расчета ДОЭ. Процесс синтеза ДОЭ выполняется путем численного моделирования распределений интенсивности волнового фронта, прошедшего через плоскость коррекции в плоскость мишени, с использованием расчетов распространения волнового фронта методами скалярной теории дифракции [5].

Для описания алгоритма АПОМ требуется ввести следующие термины: *плоскость коррекции* – плоскость, в которой происходит коррекция преобразование падающего в эту плоскость плоского волнового фронта в волновой фронт с требуемыми характеристиками; Под термином *мода* понимается распределение светового поля, определяемое величиной собственного фазового запаздывания, задаваемой определенными сегментами ДОЭ. *Мишень* – заданное распределение световой энергии, достигаемое при исполнении алгоритма. *Плоскость мишени* – плоскость, в которой располагается мишень. Тогда, с использованием данных определений, алгоритм АПОМ можно описать следующим образом (Рис. 1):

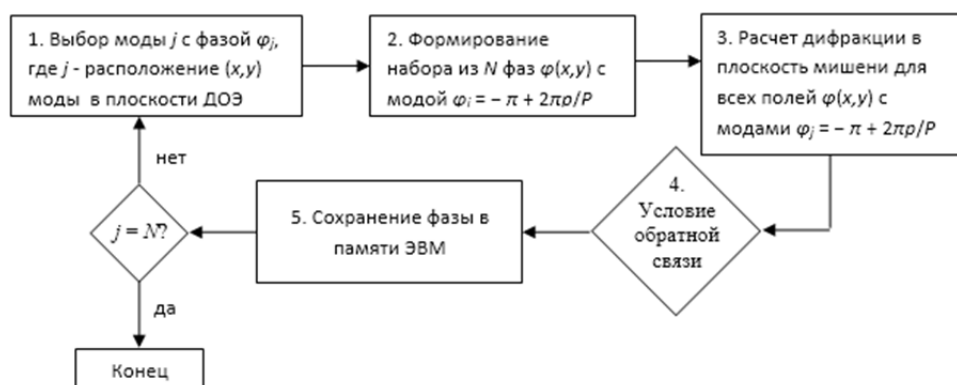


Рис. 1. Блок-схема модифицированного алгоритма АПОМ

1. В плоскости коррекции выбирается отдельная мода волнового фронта (ВФ) с характеризуемым фазовым запаздыванием;

2. Для этой моды последовательно, с дискретным шагом присваивается фазовое запаздывание $\varphi_{j,p} = -\pi + 2\pi p/P$, в диапазоне значений $[-\pi, \pi)$. В плоскости коррекции задается

набор из P распределений фазы, отличающихся значением фазового запаздывания для тестируемой моды;

3. Для каждого такого пространственного распределения с помощью уравнения распространения волн численно рассчитывается распределение ВФ в плоскости мишени;

4. Рассчитанное распределение ВФ анализируется в соответствии с условием обратной связи;

5. Из исследуемого набора отбирается единственное пространственное распределение фазы, у которого величина фазового набега максимально удовлетворяет условиям обратной связи;

6. Происходит переход к следующей тестируемой моде;

Для экспериментальной апробации синтезированных ДОЭ была собрана установка (Рис. 2) с пространственно-временным модулятором света (ПВМС), используемым в качестве универсального устройства для вывода рассчитанных с использованием алгоритма АПОМ пространственных распределений фазы ДОЭ. В качестве источника излучения использовался лазер с длиной волны 532 нм. Для преобразования вертикальной поляризации излучения от лазера в горизонтальную, необходимую для работы с ПВМС Holoeye Leto 3.0, использовалась полуволновая пластина, ориентированная под углом 45° . Использование в установке моторизованного линейного транслятора позволяет задавать расстояние до плоскости регистрации преобразованного волнового фронта. Это дает возможность проследить эволюцию пространственного распределения интенсивности вдоль направления распространения пучка, прошедшего через ДОЭ.

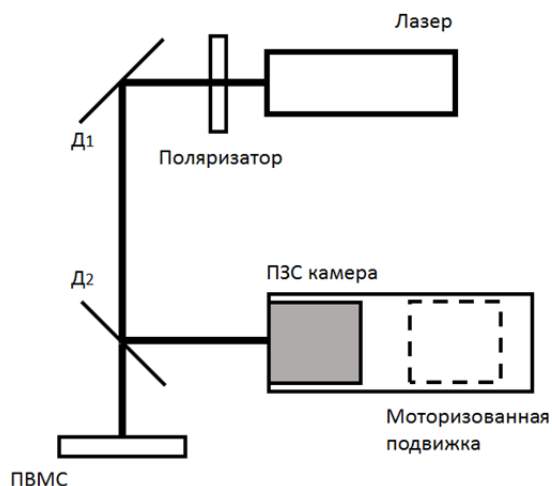


Рис. 2 Установка для тестирования рассчитанных ДОЭ

В результате проведенной работы был экспериментально апробирован метод расчета дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с использованием алгоритма адаптивного перебора оптических мод (АПОМ).

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (договор № МК-7068.2016.2).

1. А.В. Волков, Д.Л. Го-ло-ваш-кин, Л.Д. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, В.С. Соловьев, Г.В. Успенев, С.И. Харитонов, С.Н. Хонина; Методы компьютерной оптики – изд. 2-е, испр. – М.: Физматлит, (2003)

2. Soifer V. A., Kotlar V., Doskolovich L. Interactive Methods For Diffractive Optical Elements Computation. – CRC Press, (1997).

3. Brillouin L.J. Science and information. New York: Academic Press Inc, (1956).

4. Хонина, С.Н. Оптико-цифровая система для идентификации отпечатков пальцев в режиме реального времени *Оптический журнал*, 70 8. 70-74 2003

5. Н.В. Петров, П.В. Павлов, and А.Н. Малов, *Квантовая Электроника*, 6, 582–587 (2013).

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК АНОДИРОВАННОГО АЛЮМИНИЯ АКТИВИРОВАННОГО МОЛЕКУЛАМИ РМ567

Аймуханов А.К., Есімбек Ә.М., Юсупова Ж.Б.

Карагандинский государственный университет имени академика Е.А. Букетова, Институт молекулярной нанофотоники, Караганда, Республика Казахстан

Синтез пористого оксида алюминия осуществлялся при «мягких» условиях. Сорбция молекул красителя в поры осуществлялась путем выдерживания пленок оксида алюминия в этанольном растворе люминофора. Абсолютное значение квантового выхода флуоресценции РМ567 составил $\Phi_f = 0,85$. Вынужденное излучение РМ567 в пленке наблюдается в коротковолновом максимуме полосы флуоресценции. Порог генерации вынужденного излучения составляет 2 МВт/см^2 . Добротность резонатора составила $Q \geq 1 \cdot 10^2$. КПД РМ567 в анодированном алюминии составляет 0,3%.

Синтез пористого оксида алюминия осуществлялся при «мягких» условиях, включающих две стадии анодирования при напряжении $U = 40 \text{ В}$ в $0,3 \text{ М}$ растворе щавелевой кислоты. Анодирование алюминия проводили в двухэлектродной электрохимической ячейке. Матрицы пористого оксида алюминия отделялись алюминиевой основы селективным растворением последнего в растворе CuCl_2 в HCl . Сорбция молекул красителя в поры осуществлялась путем выдерживания пленок оксида алюминия в этанольном растворе люминофора с исходной концентрацией $C' = 10^{-4}$ моль/л в течение 20 часов с последующим высушиванием пленок в сушильном шкафу при температуре $100 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 3 часов.

Спектры поглощения и флуоресценции молекул РМ567, внедренных в каналы пористой матрицы, показали, что полоса поглощения красителя в матрице имеет максимум на длине волны $\lambda = 524 \text{ нм}$ (Рис. 1). Наряду с этим на коротковолновом крыле спектра поглощения наблюдается плечо $\lambda = 475 \text{ нм}$, связанное с образованием димеров красителя. Фотовозбуждение флуоресценции красителя осуществлялось в полосе поглощения люминофора на длине волны равной $\lambda = 500 \text{ нм}$.

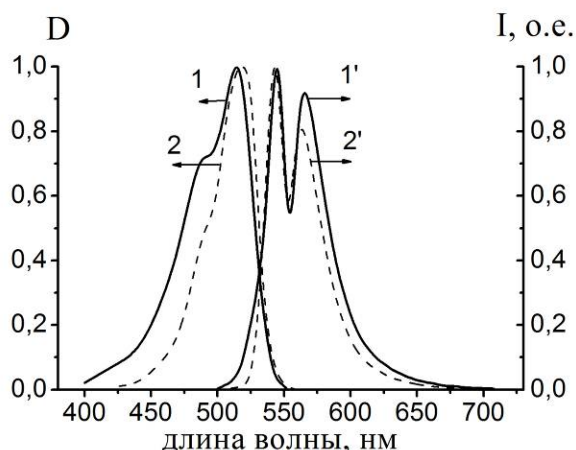
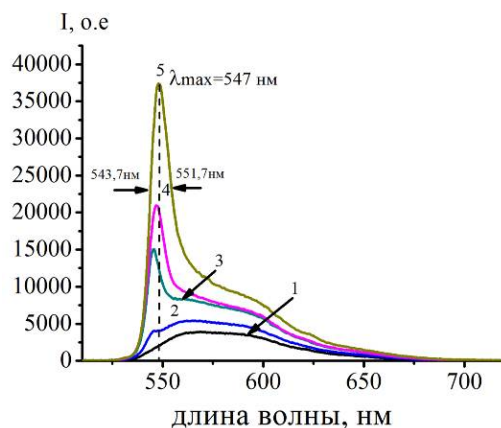


Рис. 1. Спектры поглощения (1,2) и флуоресценции (1', 2') РМ567 матрице пористого оксида алюминия (1, 1') и в спиртовом растворе (2, 2')

Спектр флуоресценции имеет два максимума на длинах волн $\lambda = 547 \text{ нм}$ и 565 нм . Наблюдаемые спектры поглощения и флуоресценции молекул в порах оксида алюминия свидетельствует о том, что в пористом оксиде алюминия наблюдается молекулярная агрегация красителя. В порах оксида алюминия квантовый выход флуоресценции РМ567, определенный методом де Мелло для расчета абсолютного квантового выхода смешанных систем и составил $\Phi_f = 0,85$.

Генерация вынужденного излучения молекул красителя в пленке анодного оксида алюминия получена в коротковолновом максимуме полосы флуоресценции (Рис. 2). Как видно

из рисунка при плотности мощности источника накачки до $1,1 \text{ МВт/см}^2$ наблюдается лишь спектр лазерно-индуцированной флуоресценции исследуемого красителя (кривая 1).



1 - $P = 1,1 \text{ МВт/см}^2$; 2 - $P = 2 \text{ МВт/см}^2$; 3 - $P = 3 \text{ МВт/см}^2$; 4 - $P = 4,6 \text{ МВт/см}^2$; 5 - $P = 7,7 \text{ МВт/см}^2$

Рис. 2. Спектры генерации молекул PM567 в анодном оксиде алюминия при разных плотностях мощности накачки

При достижении мощности источника накачки порядка 3 МВт/см^2 на фоне спектра лазерно-индуцированной флуоресценции появляется узкая полоса с максимумом на длине волны 547 нм (кривая 3), которая относится к полосе генерации лазерного излучения. Дальнейшее увеличение плотности мощности источника накачки приводит к сужению спектра флуоресценции и развитию полосы генерации. При достижении плотности мощности накачки значения $7,7 \text{ МВт/см}^2$ составляющая вынужденного излучения превалирует над составляющей спонтанного излучения (кривая 2), однако полностью исключить составляющую спонтанного излучения не удастся. Добротность резонатора была оценена по формуле:

$$Q = \frac{\lambda}{\delta\lambda_{1/2}}$$

Для величины $\delta\lambda = 8 \text{ нм}$ на длине волны 547 нм получаем $Q \geq 1 \cdot 10^2$. Такая низкодобротная генерация вынужденного излучения связана с тем, что в случае цилиндрического резонатора с размерностью в нанометровом масштабе геометрия лучей в порах не приближена к геометрии лучей для случая полного внутреннего отражения и за счет этого увеличиваются излучательные потери.

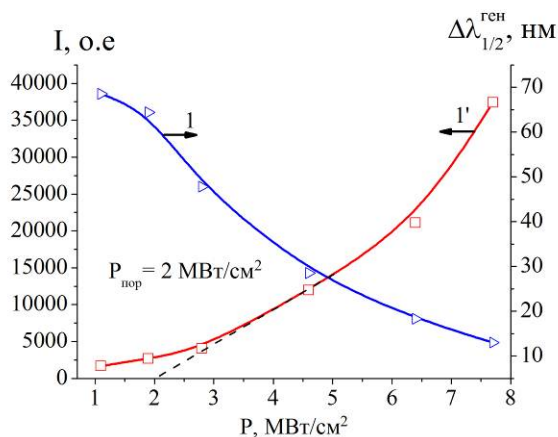


Рис. 3. Зависимость полуширины линии генерации (1) и интенсивности свечения (1') PM567 в пористой матрице анодного оксида алюминия от плотности мощности накачки

Из измеренных спектров свечения были построены зависимости полуширины спектра генерации и интенсивности вынужденного излучения пленки от плотности мощности накачки (Рис. 3) и определены пороговые значения накачки пленки. Сужение полосы излучения с

ростом интенсивности возбуждения свидетельствует о преобладании вынужденного излучения над спонтанным, т.е. о переходе системы в режим генерации. Значение порога генерации определяли по резкому изменению скорости роста интенсивности излучения пленки. Порог генерации при накачке лазером $\lambda_{ген} = 532$ нм составляет в среднем 2 МВт/см^2 (Рис. 3).

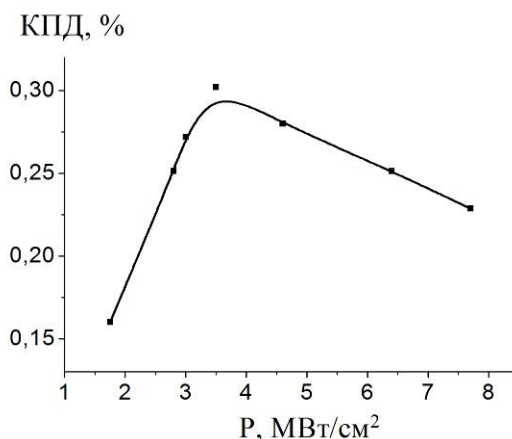


Рис. 4. Зависимость КПД генерации РМ567 в порах оксида алюминия от плотности мощности накачки

Энергетические характеристики РМ567 в порах определяли измерителем оптической энергии ОРНІR NOVA II. Исследования показали, что для РМ567 в порах оксида алюминия наблюдается зависимость КПД генерации от плотности мощности источника накачки (Рис. 4). На основе полученных данных можно подобрать оптимальные условия возбуждения красителя в порах. Максимальное значение КПД для РМ567 в порах анодированного алюминия достигается при плотности мощности источника накачки равной $3-3,5 \text{ МВт/см}^2$ и составляет $0,3\%$. При плотностях мощности накачки выше, чем $3,5 \text{ МВт/см}^2$ КПД красителя уменьшается.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА НА ВЫНУЖДЕННУЮ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ФЕНИЛАМИНА 160 В ЭТАНОЛЕ

Аймуханов А.К., Есімбек Ә.М., Юсупова Ж.Б.

Карагандинский государственный университет имени академика Е.А. Букетова,
Институт молекулярной нанофотоники, Караганда, Республика Казахстан

Проведенные исследования показали, что при добавлении в раствор фениламина 160 наночастиц золота наблюдается рост интенсивности лазерного излучения, снижение порога и сужение полосы генерации. Интенсивность генерации достигает максимального значения при концентрации наночастиц золота $C_{Au}=10^{-4}$ моль/л. Порог возникновения вынужденного излучения сокращается в 2,16 раз. Длительности импульса генерации уменьшается 1,1 раз.

Наночастицы Au были получены абляцией золотой мишени в этаноле второй гармоникой твердотельного Nd лазера LQ 215 (SOLAR). Концентрация наночастиц Au определялась по изменению массы мишени до и после абляции и составила $5 \cdot 10^{-3}$ моль/л в течение 30 минут аблирования.

Спектр поглощения НЧ золота в спирте (Рис. 1, кривая 1) представляет собой широкую полосу с максимумом на 535 нм и хорошо перекрывается со спектрами поглощения и флуоресценции фениламина 160 (Ф160) (Рис. 1, кривые 2, 3), что свидетельствует о выполнении условий плазмонного резонанса.

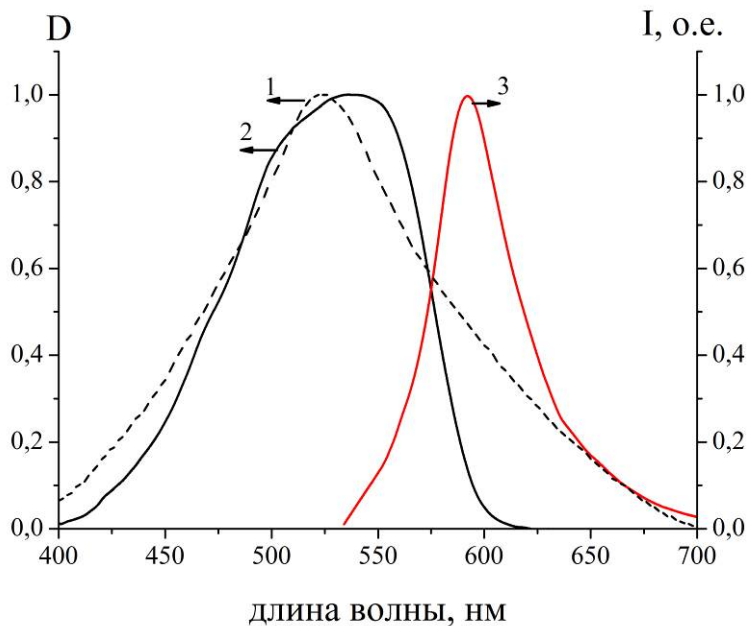
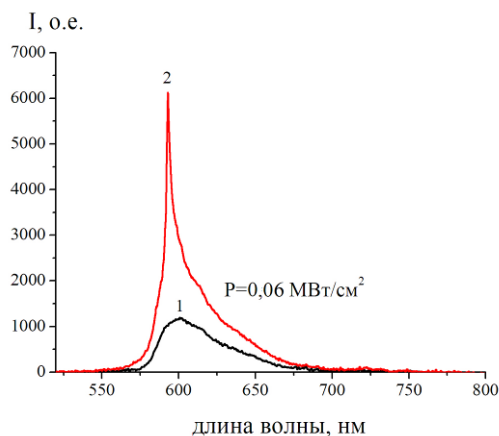


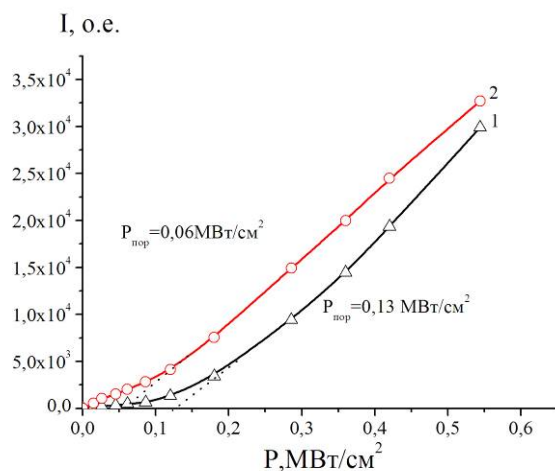
Рис. 1. Относительное расположение спектров поглощения НЧ Au (1), Ф160 (2) и флуоресценции красителя (3)

Для изучения генерационных характеристик были использованы спиртовые растворы Ф160 с концентрацией 10^{-3} моль/л. На рисунке 2 представлен спектр генерации лазерного излучения Ф160 в спирте при постоянной мощности накачки.

При малых плотностях мощности накачки наблюдается спектр флуоресценции с характеристиками спектра, что и при стационарном возбуждении. С увеличением мощности накачки интенсивность максимума полосы увеличивается с одновременным сужением спектра. При плотности мощности источника накачки превышающим значение $P=0,13$ МВт/см² наблюдается генерация лазерного излучения красителя с максимумом спектра на длине волны $\lambda_{\max}^{ген}=592$ нм и полушириной $\Delta\lambda_{1/2}=11,8$ нм.



1 – чистый раствор красителя; 2 – раствор красителя с наночастицами золота.
Рис. 2. Спектры излучения спиртового раствора Ф160



1 – чистый раствор красителя; 2 – раствор Ф160 с 10^{-4} моль/л НЧ Au.
Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения от энергии накачки

При добавлении в раствор красителя НЧ золота происходит рост интенсивности излучения и сужение полосы генерации. Максимум интенсивности генерации наблюдается при $C_{Au}=10^{-4}$ моль/л. При максимальной интенсивности вынужденного излучения полуширина полосы генерации уменьшается почти в два раза (Рис. 3).

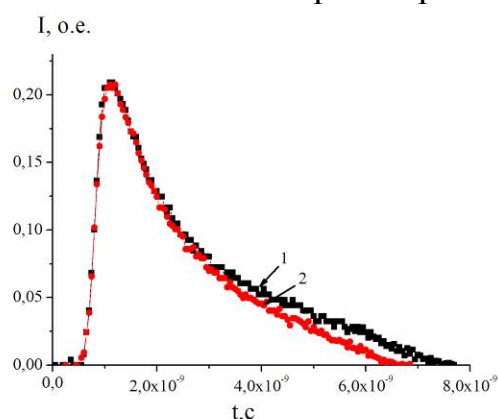
Из таблицы 1 видно, что зависимость интенсивности генерации от концентрации НЧ золота коррелирует с данными по спонтанной флуоресценции. Это является свидетельством того, что вынужденное излучение рождается из спонтанной флуоресценции.

Таблица 1. Влияние НЧ Au на генерационные свойства Ф160 в этаноле

C_{Au} , моль/л	$I_{\max}^{ген}$, о.е.	$\lambda_{\max}^{ген}$, нм	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм
0	4254	592	11,8
10^{-6}	4550	592	9,3
10^{-5}	5156	593	8,6
$2 \cdot 10^{-5}$	5648	592	8,1
10^{-4}	6145	592	7,8
$2 \cdot 10^{-4}$	5185	591	8,4
$5 \cdot 10^{-4}$	4354	592	9,7
10^{-3}	4158	592	12,3
$3 \cdot 10^{-3}$	3979	592	14,5

Дальнейшее увеличение мощности источника накачки приводит к возрастанию интенсивностей излучения и сужению полос генерации. Добавление наночастиц золота в раствор исследуемых красителей приводит к снижению порога возникновения вынужденного излучения в 2,16 раз (Рис. 3).

На Рис. 4 приведены кинетики свечения растворов Ф160 в этаноле.



1 – без наночастиц; 2 – с наночастицами ($C_{Au} = 10^{-4}$ моль/л).

Рис. 4. Влияние наночастиц золота на кинетику генерации Ф160 в этаноле

Длительность импульса генерации не превышает длительность импульса накачки и составляет $\tau_{ген} \sim 7,4$ нс (Рис. 4, кривая 1). При добавлении в раствор наночастиц золота $C_{Au} = 10^{-4}$ моль/л наблюдается сокращение длительности импульса генерации $\tau_{ген} \sim 6,7$ нс.

СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЕ ОСАЖДЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ

Иванов В.И., Иванова Г.Д., Крылов В.И., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В данной работе рассматривается модель псевдо-призмы в нанодисперсной жидкофазной среде за счет сил светового давления опорного излучения. Приведено аналитическое выражение для угла отклонения зондирующего луча в приближении малого светового поля.

Рассмотрим жидкофазную среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием опорного лазерного излучения с равномерным профилем интенсивности I_0 . Под действием сил светового давления в кювете наночастицы начинают осаждаться, и как следствие, создается градиент концентрации частиц и, соответственно, показателя преломления.

На наночастицу действует сила светового давления со стороны мощного опорного луча $F_p = \frac{128\pi^5 a^6}{3c_0 \lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) n_1 I_0$, где $m = n_2/n_1$, n_1, n_2 - показатели преломления веществ дисперсионной и дисперсной сред соответственно. Скорость частицы $V = \mu F_p$, где $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ - коэффициент подвижности частиц, η - вязкость жидкости, a - радиус частицы, λ - длина волны излучения, c_0 - скорость света.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учётом диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\nabla^2 C - V\nabla C, \quad (1)$$

где C - объемная концентрация дисперсных частиц, D - коэффициент диффузии.

На Рис. 1 приведено аналитическое решение уравнения (1) с учетом отсутствия потока частиц на верхней и нижней границах кюветы.

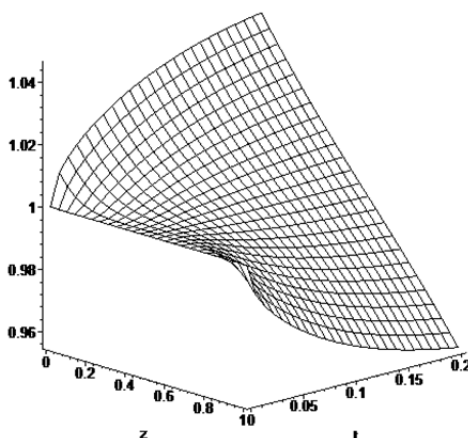


Рис. 1. Динамика концентрации наночастиц

Для частиц с радиусом, много меньшим длины волны излучения λ , показатель преломления среды пропорционален концентрации частиц:

$$n = n_1(1 + \Phi\delta), \quad (2)$$

где $\delta = (n_2 - n_1)/n_1$; n_1 и n_2 - показатели преломления вещества дисперсионной среды и дисперсной фазы соответственно, $\Phi = (4/3)\pi a^3 C$ - объемная доля дисперсной среды.

Сигнальный луч I_s распространяется перпендикулярно опорному и отклоняется в образованной псевдо-призме на угол θ_s .

Решение уравнения (1) и выражение (2) позволяет рассчитать угол отклонения луча:

$$\theta_s = \frac{d}{n} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (3)$$

где d - длина кюветы, z - вертикальное направление. В частности, для зондирующего луча распространяющегося по середине кюветы, в приближении малых изменений концентраций, из (3) получим:

$$\theta_s\left(\frac{l}{2}, t\right) = (C_0 V \delta v_0 d / D) \left\{ 1 - \sum_{k=1}^{\infty} 4 \exp(-t / \tau_k) \sin(k\pi/2) / k\pi \right\}, \quad (4)$$

где l - высота кюветы, t - время, $v_0 = (4/3)\pi a^3$, C_0 - начальная концентрация наночастиц, $\tau_k = l^2 / (Dk^2 \pi^2)$.

На Рис. 2 изображено решение (4) – график зависимости угла отклонения на полувывсоте.

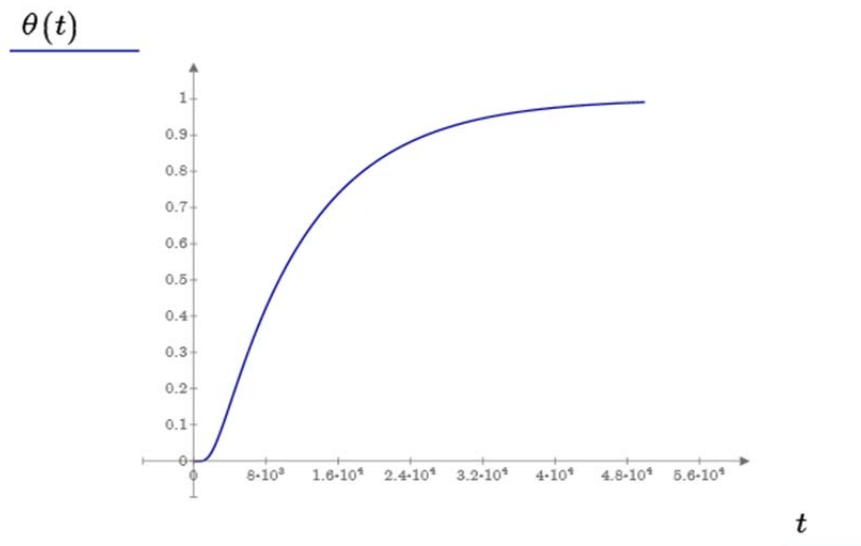


Рис. 2. Отклонение зондирующего луча на полувывсоте кюветы

Полученный результат актуален для нелинейной оптики дисперсных жидкофазных сред [1], а также для оптической диагностики таких сред [2-3].

1. К.Н. Окишев, В.И. Иванов, С.В. Климентьев, А.А. Кузин, А.И. Ливашвили, *Оптика атмосферы и океана*, **23**, № 2, 106-107, (2010).

2. В.И. Гришко, В.П. Гришко, И.Г. Юделевич, *Лазерная аналитическая термооптическая спектроскопия*, Новосибирск: ИНХ СО РАН, (1992).

3. S. Buzzaccaro, A. Tripodi, R. Rusconi, D. Vigolo, R. Piazza, *J. of Phys.: Condensed Matter*, **20**, № 49, 494219, (2008).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ФАКТА ОБРАЗОВАНИЯ ОБОЛОЧКИ НА КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ СУЛЬФИДА ЦИНКА

Волыхин Д. В., Ключев В.Г., Дубовицкая Н.С.

Воронежский Государственный Университет, Воронеж, Россия

В работе рассмотрена методика, позволяющая подтвердить факт образования полупроводниковой оболочки ZnS на квантовых точках ZnS. В основе данной методики лежит хорошо известный факт появления характерного оранжевого излучения при внедрении марганца в кристаллическую решетку ZnS.

На сегодняшний день существует небольшое количество методов установления факта образования полупроводниковых оболочек на наноразмерных кристаллах. Одной из таких методик, дающей достаточно достоверные результаты, является просвечивающая электронная микроскопия высокого разрешения (HRTEM). С помощью изображений, полученных на HRTEM микроскопе можно напрямую наблюдать наночастицы, а именно, их форму, кристаллическую структуру, а также наличие оболочки. Однако HRTEM микроскопы являются дорогостоящими и на сегодняшний день достаточно мало распространены в России. Поэтому проблема детектирования факта образования оболочек на полупроводниковых нанокристаллах является достаточно актуальной.

Мы предлагаем люминесцентный метод детектирования факта образования оболочки из ZnS на образцах квантовых точек (QDs) ZnS. Как известно, ионы марганца, находящиеся в объеме ZnS QDs являются центрами люминесценции, преимущественно в оранжевой области спектра (~600 нм) [1]. Опираясь на данный факт, основана вышеназванная методика. Суть методики схематично изображена на Рис. 1.

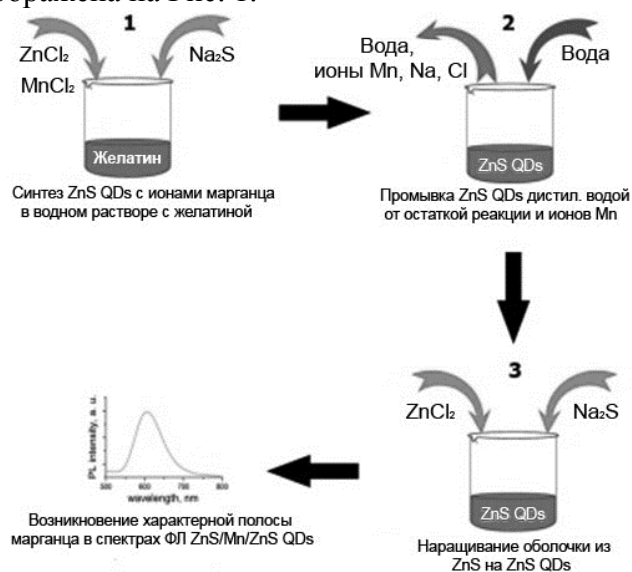


Рис. 1. Схематичное изображение процедуры подготовки образцов QDs ZnS для доказательства факта образования оболочки

В готовые QDs ZnS в желатине добавляли водный раствор хлорида марганца. Таким образом, обеспечивали в растворе с QDs наличие ионов марганца. Ионы марганца могут, как покрывать поверхность QDs ZnS, так и оставаться в растворе в виде свободных ионов. Для вымывания свободных ионов марганца, а так же остатков реакции (ионов натрия и хлора) QDs ZnS в желатине охлаждали до 4° С. Полученный студень измельчали с помощью ручного пресса и многократно промывали дистиллированной водой. Промывка осуществлялась до тех пор, пока проводимость раствора с QDs ZnS в желатине не становилась равной проводимости дистиллированной воды. Таким образом, добивались вымывания всех свободных ионов из раствора с QDs ZnS. Далее в разогретый до 40° С водный раствор желатины с QDs ZnS добавляли источники ионов цинка и серы (хлорид цинка и сульфид серы). После чего процесс

мог пойти двумя путями: 1) образование отдельных кристаллов ZnS 2) образование на QDs ZnS оболочки из ZnS. Если на поверхности QDs ZnS имеются осажденные ионы марганца, то в случае образования оболочки должна возникнуть характерная люминесценция марганца, находящегося в кристаллической решетке ZnS.

В спектрах ФЛ полученных по указанной выше методике образцов наблюдали характерную полосу марганца (Рис. 2).

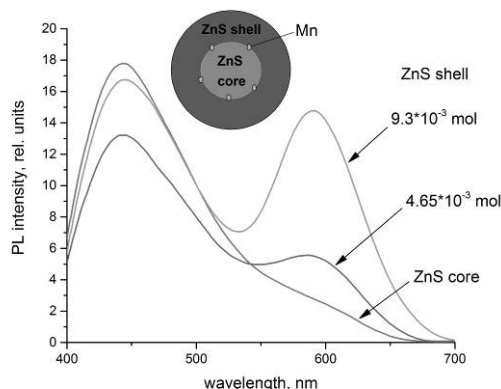


Рис. 2. Спектры ФЛ образцов QDs ZnS/Mn/ZnS

Таким образом, факт образования оболочки доказан с помощью люминесцентной методики. При наращивании оболочки использовали источники цинка и серы в различных количествах (Рис. 2). При увеличении количества вещества оболочки происходит увеличение интенсивности ФЛ марганца. Этот факт говорит о том, что при увеличении количества вещества прекурсоров, всё большее количество ионов марганца оказывается внутри кристаллической решетки ZnS.

1. R. N. Bhargava, D. Gallagher , X. Hong, A. Nurmikko, *Phys. Rev. Lett.*, 72(3), 416-419, (1994).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГРАНУЛИРОВАНИЯ СРЕД МЕТОДОМ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Султанов В.Д., Корниенко В.В., Прудковский П.А., Китаева Г.Х.

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
Физическая оптика и спектроскопия, стендовый

На основании данных терагерцовой спектроскопии временного разрешения определяются параметры гранулированных сред. Предлагается процедура обработки спектров линейного пропускания, снижающая влияние эффектов рассеяния и интерференции в пространственно-неоднородных средах.

Предложенные на сегодняшний день методы генерации и регистрации терагерцовых волн к настоящему моменту детально разработаны. Наибольшую распространенность получили установки по терагерцовой спектроскопии временного разрешения (Рис.). Обращают на себя внимание существенные различия в приводимых в литературе терагерцовых спектрах потерь даже для одного и того же вещества, в зависимости от метода приготовления исследуемого объекта. Ряд авторов указывает на существенную роль эффектов рассеяния, которые искажают вид спектров потерь и делают идентификацию веществ затруднительной. В то же время, эффекты, связанные с рассеянием терагерцовых волн, могут быть использованы и для диагностики самой исследуемой среды. Наибольший интерес представляют гранулированные среды, состоящие из зерен (гранул) основного вещества, помещенных в среду-наполнитель. В этом случае по спектроскопическим данным становится возможным, в принципе, определить такие параметры гранулированной среды, как средний размер зерна, коэффициент заполнения и значения показателей преломления среды-наполнителя и основного вещества [1].

В работе будут представлены результаты исследования гранулированных сред (лактоза, глюкоза, декстроза, дикальция фосфат, монокристаллическая целлюлоза и др.) с разными параметрами гранулирования методом терагерцовой спектроскопии временного разрешения. Будут продемонстрированы существенные искажения спектра исходного излучения, возникающие за счет интерференционных эффектов в пространственно-неоднородной среде. Будет предложена процедура обработки экспериментальных спектров, позволяющая уменьшить влияние эффектов рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты №№16-32-00693-мол_a, 16-02-00258-А), а также фонда У.М.Н.И.К. (договор № 0033753).

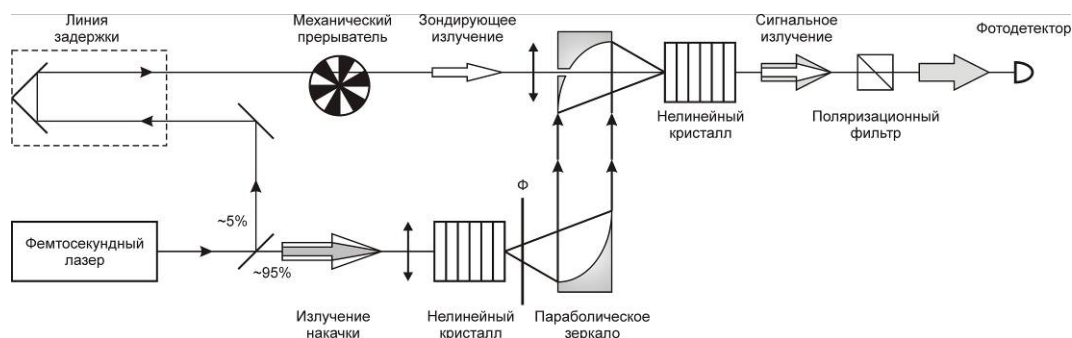


Рисунок. Схема экспериментальной установки по терагерцовой спектроскопии временного разрешения

1. V.V. Kornienko, P.A. Prudkovskii, G.Kh. Kitaeva *et al.*, *IEEE Trans. THz. Sci. Technol.*, **5**, 665-672, (2015).

МЕЖЗОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ХИРАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Тепляков Н.В., Баймуратов А.С., Андронаки С.А., Баранов А.В., Федоров А.В., Рухленко И.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предлагается простая квантово-механическая модель межзонной оптической активности хиральных квантовых точек, при помощи которой было получено аналитическое выражение для вращательной силы межзонного перехода и показаны правила отбора для оптически активных переходов в электронной подсистеме квантовых точек.

В теоретических моделях искусственно изготовленные полупроводниковые квантовые точки и другие нанокристаллы обычно аппроксимируются сферами, кубами, или цилиндрами [1,2]. В действительности их форма в той или иной мере отличается от идеальной из-за различных поверхностных и объемных дефектов, которые могут делать нанокристаллы хиральными и оптически активными [3]. Как было показано в ряде работ, источниками хиральности в нанокристаллах могут являться винтовые дислокации, [4-6] ионные примеси, внедренные в кристаллическую решетку, [7] смешивание квантовых состояний различной пространственной четности внутри нанокристаллов, [8] а также скручивания формы нанокристаллов [9,10].

Строго говоря, все полупроводниковые нанокристаллы являются хиральными, поэтому важно уметь оценивать силу оптической активности, естественным образом возникающей в ансамблях хиральных нанокристаллов. В данной работе представлена простая и удобная аналитическая теория внутризонной оптической активности хиральных квантовых точек. В основе модели лежит метод так называемой трансформации координат. Пусть форма нанокристалла задается следующей системой неравенств в системе координат $\{x', y', z'\}$:

$$|x' - \alpha y' z'| \leq L_x/2, \quad |y' + \alpha x' z'| \leq L_y/2, \quad |z'| \leq L_z/2, \quad (1)$$

где α – малый параметр. При замене координат

$$x = x' - \alpha y' z', \quad y = y' + \alpha x' z', \quad z = z', \quad (2)$$

хиральный нанокристалл превращается в идеальный параллелепипед с размерами $L_x \times L_y \times L_z$ в системе координат $\{x, y, z\}$, как это показано на Рис.

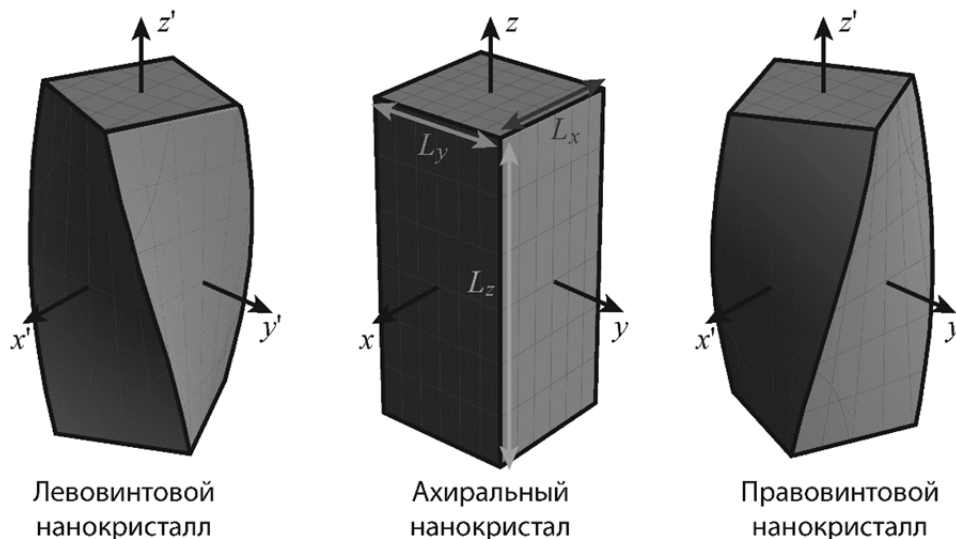


Рисунок. Слева и справа – хиральные нанокристаллы с лево- и правовинтовым скручиванием. В центре – ахиральный нанокристалл в форме параллелепипеда, получающийся при помощи преобразования координат

Волновые функции и энергии носителей заряда в таком нанокристалле хорошо известны, и поэтому он используется в качестве невозмущенного приближения, а искажение формы, описываемое параметром α , считается малым возмущением. Это возмущение может быть

выражено через метрический тензор пространства в новой системе координат, который отличается от стандартного метрического тензора в евклидовом пространстве:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \alpha y \\ 0 & 1 & -\alpha x \\ \alpha y & -\alpha x & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Зная метрический тензор, можно рассчитать возмущенные волновые функции и энергии носителей заряда, а также вероятности оптических переходов.

Разработанная теория позволяет рассчитывать спектры кругового дихроизма нанокристаллов с различными материальными и геометрическими параметрами. Результаты данного исследования могут быть использованы в различных ветвях науки и нанотехнологии. Например, представленная модель позволяет конструировать оптически активные наноструктуры для применения в энантиоселективном разделении органических лекарственных молекул.

1. N.V. Tepliakov, M.Y. Leonov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Opt. Express*, **24**, A52–A57, (2016).
2. N.V. Tepliakov, I.O. Ponomareva, M.Y. Leonov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *J. Phys. Chem. C*, **120**, 2379–2385, (2016).
3. J. Zhang, M.T. Albelda, Y. Liu, J.W. Canary, *Chirality*, **17**, 404-420, (2005).
4. A.S. Baimuratov, I.D. Rukhlenko, R.E. Noskov, P. Ginzburg, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Sci. Rep.*, **5**, 14712, (2015).
5. A.S. Baimuratov, I.D. Rukhlenko, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Nano Lett.*, **15**, 1710-1715, (2015).
6. M.V. Mukhina, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, A.O. Orlova, F. Purcell-Milton, J. Govan, Y.K. Gun'ko, *Nano Lett.*, **15**, 2844-2851, (2015).
7. N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Nanophotonics*, **5**, 573–578, (2016).
8. A.S. Baimuratov, N.V. Tepliakov, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Sci. Rep.*, **6**, 5, (2016).
9. I.D. Rukhlenko, A.S. Baimuratov, N.V. Tepliakov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Opt. Lett.*, **41**, 2438-2441, (2016).
10. N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *J. Appl. Phys.*, **119**, 194302, (2016).

МЕТОДЫ ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ПУЧКОВ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА

Вовк Т.А., Иванов А.В., Рождественский Ю.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются основные методы охлаждения атомных пучков, основанные на динамическом эффекте Штарка, их основные особенности и характеристики. Предлагается новый метод импульсного охлаждения атомных пучков, использующий излучение от одного лазерного источника. Анализируются такие характеристики лазерного охлаждения, как быстродействие, эволюция скоростного распределения системы во времени, влияние расстройки частот лазера и атомного перехода на работу метода.

Несколько десятилетий назад было обнаружено, что сила светового давления способна заметным образом влиять на пучки частиц и резонантных атомов, в том числе и охлаждать атомные пучки [1]. Однако это направление не получало должного развития до создания перестраиваемых лазеров больших мощностей, служащих идеальными источниками излучения для атомного охлаждения [2]. На сегодняшний момент развился специальный раздел оптики, рассматривающий торможение и пленение атомных пучков, с приложениями в оптической метрологии и фундаментальных исследованиях квантовой материи [3].

Одним из самых первых методов является однолучевое охлаждение, основанное на возобновляемом резонансном поглощении фотонов от направленного пучка, который направлен против движения атома. Изменение импульса, обеспечиваемое изотропным спонтанным переизлучением, охлаждает атом. На практике этот охлаждающий луч должен быть иметь красное смещение от частоты перехода атома, чтобы учесть добавку в виде доплеровского сдвига $k \cdot v_0$, где v_0 – начальная скорость атома и $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число фотона с длиной волны λ . По мере того, как атом замедляет свое движение, доплеровски сдвинутая частота уменьшается по сравнению с резонансной, и в конечном итоге атом не может более поглощать фотоны данной частоты.

Наиболее интересным современным методом является охлаждение на градиенте поляризации (также называемое «сизифовым»), позволяющее охлаждать атомы ниже доплеровского предела [4]. Такое охлаждение достигается путем направления двух встречных лазерных лучей с ортогональной поляризацией на атомы. Два интерферирующих луча создают стоячую волну с градиентом поляризации. Атомы, движущиеся по потенциалу вдоль направления стоячей волны, теряют кинетическую энергию при их движении к потенциальному максимуму, после чего оптическая накачка перемещает их в состояние с более низкой энергией, тем самым избавляя их от потенциальной энергии, которую они переносят. Из последних разработанных методов стоит отметить охлаждение на основе динамического эффекта Штарка, рассмотренное для атома натрия [5]. В предлагаемой схеме на атомный пучок воздействуют также два противонаправленных лазерных пучка: первый «тормозящий» луч, который переводит атомы в возбужденные состояния, и второй «компенсирующий» луч, создающий за счет динамического эффекта Штарка необходимое расщепление атомных уровней для восполнения частотной добавки, связанной с доплеровским сдвигом.

Характерным недостатком обоих описанных выше методов является необходимость наличия двух лазерных пучков (причем, во втором случае пучков с различными частотами излучения). В настоящей работе предлагается метод охлаждения атомных пучков, также основанный на динамическом Штарк-эффекте, но требующий для накачки единственный источник излучения. Механизм предлагаемого подхода изображен на Рис.

Двухуровневый атом с собственной частотой ω_{12} и скоростью v_0 подвергается воздействию серии коротких лазерных импульсов с прямоугольным временным профилем и частотой ω_0 (расстройка частот $\Delta_0 = \omega_{21} - \omega_0$). При этом длительность единичного импульса не превышает время спонтанного перехода электронов в нижнее состояние: $t_{\text{вкл}} < 1/\gamma$, где γ – константа распада возбужденного состояния атома. Импульсное воздействие сильного

светового поля на атом можно разбить на две различных стадии: «атом + отсутствие поля» (поле отключено) и, после мгновенного включения взаимодействия, «атом + поле» (поле включено). Соответственно, при выключенном поле атом удобно рассматривать в базисе «голых» состояний, а в присутствии поля атом можно рассматривать «одетым» в поле [6].

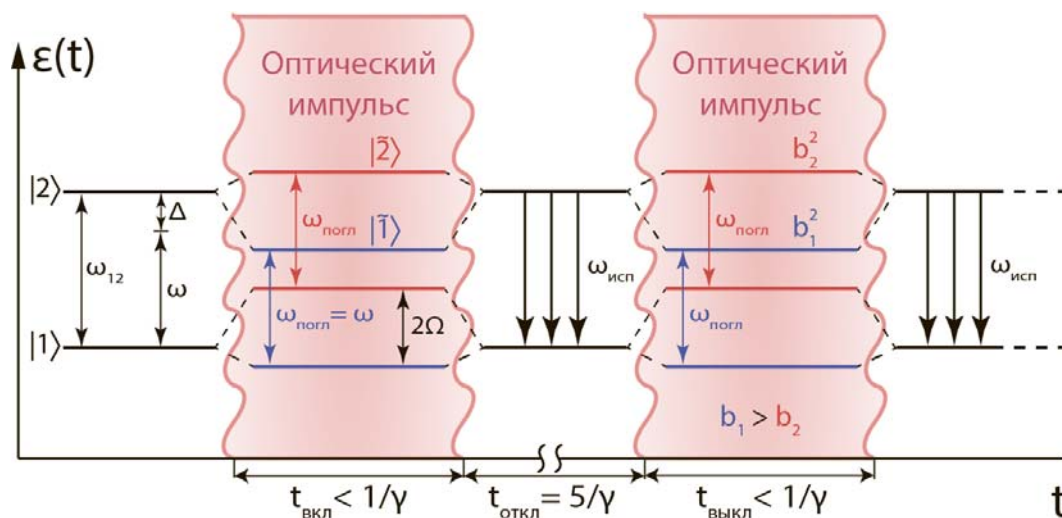


Рисунок. Алгоритм работы метода. Здесь Ω – обобщенная частота Раби

При включении поля расщепление уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ атома на два подуровня каждый можно рассматривать как появление двух уровней «одетого» атома $|\tilde{1}\rangle$ и $|\tilde{2}\rangle$. Иными словами, в базисе одетых состояний это означает, что изначально вырожденный уровень энергии атома, «одетого» в отсутствие поля, расщепляется на два симметричных уровня, разделенных по энергиям на две нерезонансные частоты Раби $2\Omega = \sqrt{\Delta^2 + \omega_R^2}$, где $\Delta = \Delta_0 - k \cdot v_0$ – обобщенная расстройка, ω_R – резонансная частота Раби (Рис. 1). Каждый из «одетых» уровней представляет собой два подуровня, связанных полем частоты $\omega = \omega_0 + kv_0$. После отключения поля населенность «одетого» состояния $|\tilde{2}\rangle$ переходит в состояние $|2\rangle$ «голового» атома. После этого электроны возбужденного уровня уже «голового» атома испытывают спонтанный переход в основное состояние с частотой излучения ω_{21} . Для перехода большинства атомов (99%) в нижнее состояние перерыв между двумя импульсами должен быть равен: $t_{откл} = 5/\gamma$. Таким образом, при каждом акте перевода в возбужденное состояние при включенном поле и спонтанном переходе на основное состояние при выключенном поле у атома отбирается энергия $\delta\varepsilon = \hbar\Delta$.

При охлаждении пучка из атомов кальция Ca^{40} , имеющего частоту перехода $\omega_{21} = 7.1 \times 10^{14}$ Гц (длина волны $\lambda = 4226 \text{ \AA}$), для перевода всех атомов на околонулевые скорости необходимо примерно 50 мс. Следовательно, количество импульсов общей длительностью в $\Delta t = 6/\gamma = 60$ нс, требующееся для полного охлаждения, равно $N_{имп} \approx 8.4 \times 10^6$.

1. A. Ashkin *Phys. Rev. Lett.*, **24**, №4, 156 (1970).
2. T.W. Hänsch, A.L. Schawlow *Opt. Commun.*, **13**, №1, 68-69 (1975).
3. W. D. Phillips *Rev. Mod. Phys.*, **70**, № 3, 721 (1998).
4. J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *JOSA B*, **6**, № 11, 2023-2045, (1989).
5. J. A. Black, H. Schmidt *Opt. lett.*, **39**, № 3, 536-539 (2014).
6. N. B. Delone, V. P. Kraїnov *Atoms in strong light fields. Springer-Verlag*, **28** (1985).

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ОКСИДА И НИТРИДА КРЕМНИЯ, СОДЕРЖАЩИХ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОКРИСТАЛЛЫ

Кашаев Ф.В.*, Шулейко Д.В.*, Потемкин Ф.В.*, Пархоменко И.Н.,
Романов И.А.****

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

**Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Исследованы оптические и электрофизические свойства многослойных матриц из оксида и нитрида кремния, изготовленных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы, содержащих кремниевые нанокристаллы размером до 5 нм. В данных структурах обнаружен мемристивный эффект, проявляющийся в виде гистерезиса вольтамперной характеристики и резкого переключения проводимости.

Кремниевые нанокристаллы, сформированные различными методами наноконструирования в кремнийсодержащих пленках, контролируемым образом влияют на их оптические и электрофизические свойства. Интересным примером таких структур являются сверхрешетки на основе слоев оксида и нитрида кремния с чередующейся стехиометрией, полученные методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD), в которых нанокристаллы кремния сформированы в результате термического отжига [1]. В подобных сверхрешетках наблюдается мемристивный эффект (зависимость сопротивления от количества прошедшего заряда), что открывает перспективы использования данных структур для создания энергонезависимой памяти и логических переключателей в микроэлектронике. Для улучшения качества материала-основы мемристора, необходимо контролировать форму, размер и концентрацию кремниевых нанокристаллов, что становится возможным при осаждении методом PECVD структур из слоев материала с чередующейся стехиометрией, с последующим термическим отжигом.

В данной работе были исследованы оптические и электрофизические свойства структур, представляющих собой сверхрешетки из слоев оксида и нитрида кремния с избытком кремния, чередующихся с барьерными слоями из стехиометрического оксида или нитрида кремния. Кремниевые нанокристаллы кремния размером от 1,5 до 5 нм, были сформированы в слоях с избытком кремния в результате отжига при температуре 1150°C в атмосфере азота в течение 1 часа [2].

Хорошее согласование размеров кремниевых нанокристаллов с толщиной отдельных слоев с избытком кремния в пленке было подтверждено наблюдаемым за счет эффекта размерного квантования сдвигом пиков фотолюминесценции данных структур в синюю (коротковолновую) область (Рис. 1).

В сверхрешетках на основе нитрида кремния с кремниевыми нанокристаллами был обнаружен мемристивный эффект, проявляющийся в виде скачкообразного изменения силы тока при достижении напряжения от 4 до 5 В, а также гистерезиса вольтамперной характеристики (Рис. 2). При этом скачок проводимости составлял до двух порядков величины. Образец выдерживал по меньшей мере 10 циклов измерений без существенного изменения параметров переключения. Стоит отметить, что эффект гистерезиса наблюдался при положительном смещении напряжения и отсутствовал при отрицательном. Предложенный механизм переключения проводимости заключается в формировании проводящих кремниевых мостиков между нанокристаллами в матрице из нитрида кремния, за счет фазового разделения, индуцированного нагревом электрическим током [3].

Таким образом, в данной работе было показано, что наличие кремниевых нанокристаллов в пленках на основе кремния позволяет контролируемым образом изменять оптические и электрофизические свойства данных структур. Подобные наноструктурированные материалы могут быть использованы для создания логических элементов на основе мемристивного эффекта, а также фотоэлектрических и оптоэлектронных устройств.

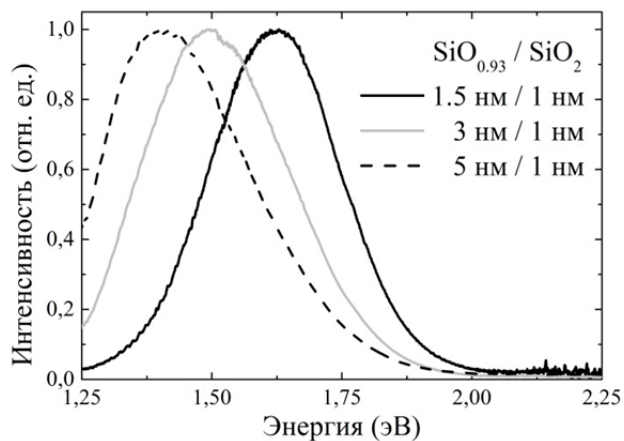


Рис. 1. Спектр фотолуминесценции сверхрешеток на основе чередующихся слоев оксида кремния и субоксида кремния

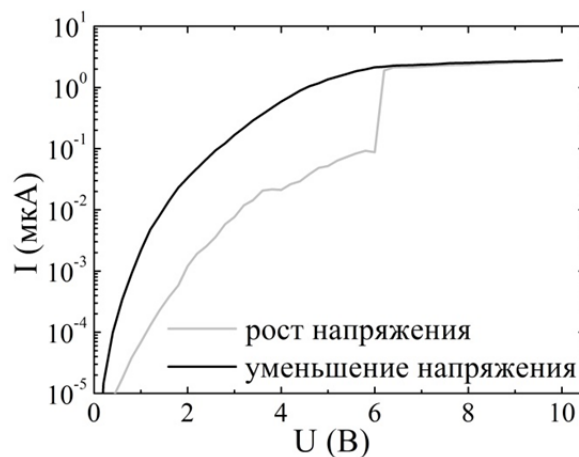


Рис. 2. Вольтамперная характеристика сверхрешетки на основе нитрида кремния с кремниевыми нанокристаллами

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-52-04062 Бел_мол_a).

1. A.V. Emelyanov, M.V. Khenkin, A.G. Kazanskii, et al., *Thin Solid Films*, **556**, 410-413, (2014).
2. A. Zelenina, S.A. Dyakov, D. Hiller, et al., *J. Appl. Phys.*, **114**, Art. 184311, (2013).
3. H.D. Kim, H.M. An, S.M. Hong and T.G. Kim, *Phys. Status Solidi A*, **210(9)**, Art. 1822, (2013).

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ИНФРАКРАСНОЙ ПИРОМЕТРИИ

Герасимов В.В.* , Никитин А.К.** , Хасанов И.Ш.*** , Та Тху Чанг****

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

***НТЦ УП РАН, Москва, Россия

****Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

Изучена возможность применения термостимулированных поверхностных плазмон-поляритонов (ТППП) в ИК пирометрии. Установлено, что интенсивность ТППП, дифрагирующих на ребре грани, может превосходить интенсивность теплового излучения тела.

Известны работы по наблюдению излучения ИК ТППП у края металлической пластины [1, 2]. Авторы этих работ отметили повышенную яркостную температуру (при $\lambda \approx 7 \div 9$ мкм) рёбер, превышающих их реальную температуру на 100°C .

В [3] установлено, что спектр ТППП на единичной площадке смещён относительно спектра АЧТ в длинноволновую область и подчиняется закону Вина, но с меньшей константой. В случае же макроскопического образца спектр ТППП, поступающих на край грани от отдалённых площадок, вследствие джоулевых потерь, искажается.

Разработана модель для расчёта интегральной интенсивности I_Σ и спектра ТППП на крае линейки излучателей в зависимости от её длины l и температуры T . Измерения I_Σ у ребра грани Al образца с $l=120$ мм, определение поляризации, диаграммы направленности и температурной зависимости этого ИК излучения выполнены на оборудовании *Сибирского ЦКП синхротронного и ТГц излучения* (г.Новосибирск).

Установлено, что спектр ТППП в конце линейки излучателей не подчиняется закону Вина; однако интегральная интенсивность ТППП, как и в случае единичной площадки, пропорциональна T^3 (а не T^4 , как для АЧТ). И, что важно с точки зрения применения ТППП в пирометрии, спектр ТППП в конце линейки ещё больше смещён в длинноволновую область (относительно спектров и АЧТ, и ТППП на единичной площадке), причём это смещение пропорционально длине линейки l (Рис.). Исследования поддержаны грантами РФФИ №14-50-00080 и РФФИ №16-32-00678.

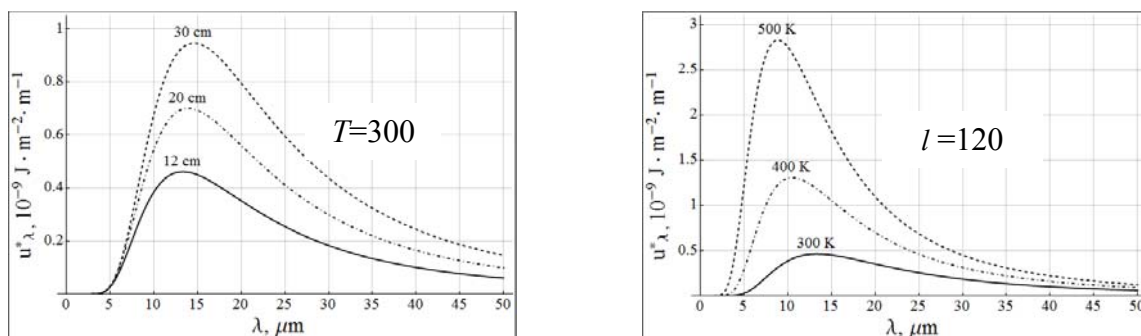


Рисунок. Спектральная плотность u_{λ}^* ТППП на крае Al линейки при различной её длине и температуре

1. Д.А. Минаков, В.Н. Селиванов, В.Б. Зон, А.Н. Латышев, О.В. Овчинников, *Конденсированные среды и межфазные переходы*, **8**, №2, 131-136 (2006).

2. В.Б. Зон, Б.А. Зон., В.Г. Ключев, А.Н. Латышев, Д.А. Минаков, О.В. Овчинников, *Успехи физических наук*, **181**, №3, 305-306 (2011).

3. И.Ш. Хасанов, А.К. Никитин, Та Thu Trang. *Физика твёрдого тела*, **56**, Вып.6, 1225-1229, (2016).

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Буряков А.М.*, Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Малкова Е.И.,
Мишина Е.Д.*, Фокин М.С.

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Москва,
Россия

*Московский технологический университет, Москва, Россия

Методами терагерцовой спектроскопии временного разрешения исследовался кристалл гипотиодисульфата олова при температурах до и после сегнетоэлектрического фазового перехода ($T_c = 65^\circ\text{C}$) в диапазоне частот 50 ГГц – 0.4 ТГц. Обсуждается влияние мягкой фононной моды на оптический отклик в указанном частотной диапазоне.

Кристалл $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (краткое название SPS) характерен чрезвычайно интересным сочетанием физических свойств. В частности, он известен своим достаточно эффективным и относительно быстрым фоторефрактивным откликом. При комнатной температуре это сегнетоэлектрик-полупроводник (ширина запрещенной зоны 2.35 эВ [1]), но при незначительном нагреве до температуры 65°C переходит в параэлектрическую фазу. Для переполяризации доменов требуется достаточно небольшое коэрцитивное поле 750 В/см. Оптические, нелинейно-оптические, кристаллографические, электронные, фоторефрактивные свойства, фононные, поляронные резонансы и дефекты в этом кристалле активно исследуются вплоть до настоящего времени [2-4]. Кристаллы SPS перспективны для создания устройств сверхбыстрой памяти. Подобно сверхбыстрому оптомагнетизму, проявляющемуся в фазовых переходах при возбуждении магнонов в ферромагнетиках и антиферромагнетиках [5], есть основания надеяться на осуществление сегнетоэлектрического перехода при возбуждении когерентных фононов. В этом направлении была выполнена работа по исследованию сверхбыстрой (субпикосекундной) динамики электронов и фононов, возбуждаемой фемтосекундным излучением титан-сапфирового лазера [6], и показана возможность возбуждения мягкой моды терагерцовой частоты вблизи фазового перехода. В работе [7] были исследованы мягкие моды методом рассеяния на нейтронах, получены температурные зависимости частот мягких мод при температурах выше и ниже фазового перехода. Однако ощущается недостаток прямых измерений комплексной диэлектрической проницаемости вблизи частот мягких мод на терагерцовых частотах в кристаллах SPS. В работе [8] была измерена дисперсия диэлектрической проницаемости в диапазоне от 1 кГц до 78.5 ГГц. Нам представляется важной задачей расширение диапазона измерений вплоть до фононных частот мягких мод. Анализ поведения мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости на различных частотах терагерцового диапазона (вплоть до частоты мягкой моды), измеренного при различных температурах вблизи температуры фазового перехода, позволит получить новую информацию о свойствах этого нового актуального сегнетоэлектрического кристалла.

Для решения этих задач была собрана установка терагерцовой спектроскопии временного разрешения (TCBP) на основе фемтосекундного титан-сапфирового лазера с длиной волны генерации 0.8 мкм и длительностью импульса 100 фс (Рис. 1).

В качестве источника ТГц излучения использовалась фотопроводящая антенна (РСА) на основе гетероструктуры, изготовленной на основе GaAs. Терагерцовое излучение с антенны собиралось парой параболических зеркал (PM#1-2) и фокусировалось на образец (SPS), помещённый в термостат с регулируемой температурой от 25 до 70°C . Вектор напряжённости ТГц излучения был направлен вдоль кристаллографической оси Z кристалла SPS, перпендикулярно спонтанной поляризации образца. Далее терагерцовое излучение, прошедшее через кристалл SPS собиралось парой зеркал (PM#3-4) и заводилось на кристалл ZnTe совместно с зондирующей накачкой. Задержка импульса зондирующей накачки относительно импульса терагерцового излучения варьировалась регулируемой линией задержки. После прохождения призмы Глана прошедшая часть пробного импульса регистрировалась

фотодиодом, сигнал с которого поступал на синхронный детектор. Временные зависимости ТГц излучения с образцом и без образца представлены на Рис. 2.

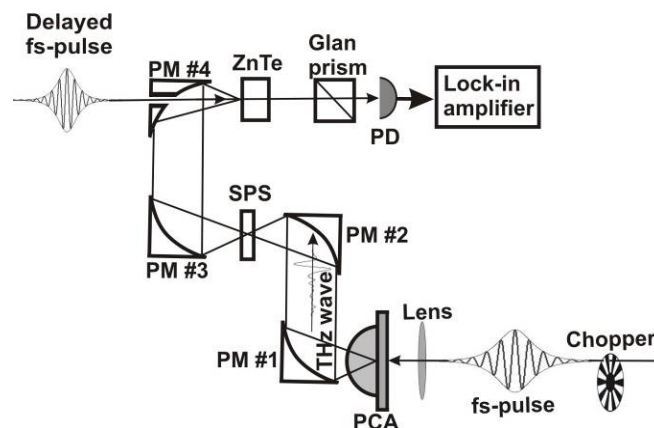


Рис. 1. Схема установки ТСВР

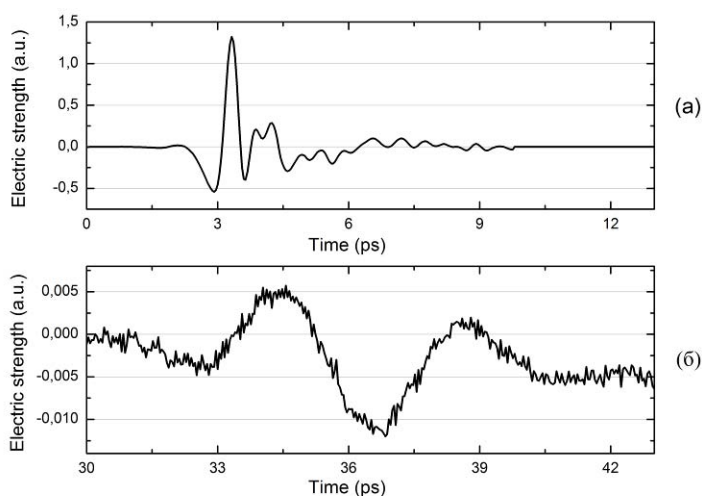


Рис. 2. Временные зависимости напряжённости поля терагерцового излучения без образца (а) и с исследуемым образцом SPS (б)

Методами стандартной спектроскопии ТСВР [9] из анализа спектральных зависимостей фазы и амплитуды терагерцового излучения рассчитывались действительные и мнимые части диэлектрической проницаемости кристалла SPS при различных температурах термостата.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 16-02-00258).

1. R.V. Gamernyk, Yu.P.Gnatenko, P.M.Bukivsij, P.A.Skubenko, V.Yu.Slivka, *J.Phys.:Cond.Matt.*, **18**, 5323, (2006).
2. M.Imlau, V.Dieckmann, H.Badorreck, A.Shumelyuk, *Optical Materials Express*, **1**, 953, (2011).
3. Yu.Vysochanskii, K.Glukhov, K.Fedyo, R.Yevych, *Ferroelectrics*, **414**, 30, (2011).
4. A.A.Grabar, I.V.Kedyk, M.I.Gurzan, I.M.Stoika, A.A.Molnar, Y.M.Vysochanskii, *Opt.Comm.*, **188**, 187 (2001).
5. А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев, *Успехи Физических Наук*, **185**, 1064, (2015).
6. Брехов К.А., Гришунин К.А., Афанасьев Д.В., Семин С.В., Шерстюк Н.Э., Китаева Г.Х., Мишина Е.Д., Расинг Т., Кимель А.В., *Письма в ЖЭТФ*, **102**, №6, 410-416, (2015).
7. S.W.H. Eijt, R. Currat, J.E. Lorenzo, P. Saint-Gregoire, B. Hennion and Yu.M. Vysochanskii, *Eur. Phys. J.*, **5**, 169-178, (1998).
8. J. Grigas, V. Kalesinskas, S. Lapinskas, M. I. Gurzan, *Phase transitions*, **12**, 263, (1988).
9. W. Withayachumnankul, M. Naftaly, *J Infrared Millim. Terahertz Waves*, **35**, 610, (2014).

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Влазнева М.А., Большаков М.В., Кундикова Н.Д

Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия

Институт электрофизики УРО РАН, Екатеринбург, Россия

Предложен, теоретически и экспериментально реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце оптического волокна.

Использование многомодовых волокон в оптических линиях связи (по сравнению с маломодовыми волокнами) дают большие преимущества, так как позволяют передавать больший объем информации. Распространение в волокне нескольких мод с использованием модового уплотнения дает возможность параллельной передачи данных. Принцип модового уплотнения данных состоит в использовании разных групп мод многомодового волокна в качестве независимых информационных каналов в многомодовых волоконно-оптических линиях связи. Применение метода модового уплотнения сдерживалось наличием сильной взаимной связи мод в прежде выпускавшихся волокнах. Однако прогресс в технологии изготовления многомодовых оптических волокон позволил значительно снизить уровень межмодовой связи. Это явилось основанием для проведения в последнее десятилетие работ по передаче информации по отдельной моде многомодового оптического волокна. Цель этих исследований – повышение информационной емкости многомодовых волоконно-оптических линий связи путем увеличения их коэффициента широкополосности. Особенно перспективно использование многомодовых волокон для пространственного модового мультиплексирования [1], параллельной передачи данных [2] и передачи изображения через волокно [3]. Использование многомодовых волокон в информационных и телекоммуникационных технологиях осложняется из-за невозможности определения модового состава излучения оптического волокна, поэтому данная работа посвящена решению этого вопроса и рассмотрению перспектив использования найденного метода для передачи информации.

Определение модового состава излучения на выходе из оптического волокна подразумевает, что будет известно в какую конкретную точку (координату) приходит отправленный с передатчика информационный сигнал (мода). В контексте оптических систем связи, использующих принцип временного уплотнения канала, это значит, что, имея однозначные координаты принимаемого сигнала (координаты моды) на выходном торце волокна, можно существенно сократить временной интервал и уменьшить время импульса (бита) за счет того, что задержки многолучевого распространения, которые составляют значительную часть временного интервала, при данном методе детектирования сигнала не имеют значения (автоматически отсекаются, т.к. известны точные координаты выходного сигнала). Таким образом, данный метод детектирования позволяет существенно повысить скорость передачи, а, следовательно, и пропускную способность системы.

Таким образом, важнейшим вопросом при разработке и исследовании многомодовых волоконно-оптических линий связи является разложение излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по модам. Существуют множество таких методов [4-6]. Универсального же метода экспериментального анализа модового состава излучения многомодовых волокон с любыми параметрами нет до настоящего момента.

В данной работе предложен новый универсальный (для оптических волокон с различными параметрами) метод определения модового состава излучения, распространяющегося в оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна (решение обратной задачи). В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Это позволит применить принцип временного и модового уплотнения сигнала, где каждая из распространяющихся в многомодовом волокне пространственная мода рассматривается как отдельный канал, несущий свой сигнал. Кодирование информации предлагается осуществлять уровнем распределения интенсивности каждой моды.

Рассмотрим распространение света в оптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления. В приближении слабонаправляющего волновода можно записать четыре поляризационные моды в поперечном сечении на длине z для любого значения орбитального момента m ($m \geq 0$) и радиального квантового числа N в следующей форме:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_{m,N}^{(1)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x - \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^1}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(2)}(x, y, z) &= [\cos(m\varphi)\mathbf{e}_x + \sin(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^2}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(3)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x + \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^3}, \\ \mathbf{M}_{m,N}^{(4)}(x, y, z) &= [\sin(m\varphi)\mathbf{e}_x - \cos(m\varphi)\mathbf{e}_y] \cdot F_{m,N}(x, y) \cdot e^{iz\beta_{m,N}^4}.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ - собственные вектора, $\varphi = \arctg(x/y)$, $F_{m,N}(x, y)$ - функции Бесселя, $\beta_{m,N}^k$ - постоянные распространения, определяющие скорость распространения мод.

В общем виде разложение электрической составляющей светового поля, распространяющегося в оптическом волокне, можно представить в виде суперпозиции поляризационных мод:

$$\mathbf{E}(x, y) = \sum_{k=1}^4 \sum_m \sum_N C_{m,N}^k \mathbf{M}_{m,N}^{(k)}(x, y) \quad (2)$$

где $C_{m,N}^k$ - комплексные коэффициенты при различных поляризационных модах, дающая каждая свой вклад в суммарное световое поле. Задача определения модового состава излучения сводится к поиску коэффициентов $C_{m,N}^k$. Для удобства перейдем к сквозной нумерации мод вместо индексов k, m, N введем индексы $i, j = 0 \dots (L-1)$, где $(L-1)$ - полное количество мод, распространяющихся в оптическом волокне, и составим систему линейных уравнений, состоящую из $(L-1)$ уравнений:

$$\iint E(x, y) \cdot M_j^*(x, y) dx dy = \sum_{i=0}^{L-1} C_i \iint M_i(x, y) M_j^*(x, y) dx dy. \quad (3)$$

Для расчета комплексных коэффициентов при модах C_i была написана программа в пакете MatLab. Для апробации модели определения модового состава излучения проведена серия расчетов с теоретически заданным распределением поля. Генерировался случайно заданный модовый состав излучения C_i на входе в волокно, рассчитывалось распределение поля на выходе из волокна $E(x, y)$. Данное распределение поля $E(x, y)$ раскладывалось на неортогональные моды $M_i(x, y)$, представленные в формуле (1), на основе решения системы линейных уравнений (3) рассчитывались комплексные коэффициенты $C_i = C_a^\pm \cdot \exp(iC_\varphi^\pm)$, здесь C_a^\pm - амплитудные коэффициенты, C_φ^\pm - фазовые коэффициенты. Проверка осуществлялась сравнением рассчитанных комплексных коэффициентов C_i с заданными изначально. Точность определения комплексных коэффициентов при модах составила 0,001%. Таким образом, предложен и теоретически реализован метод, позволяющий определить модовый состав излучения, распространяющегося в многомодовом оптическом волокне, по известному распределению поля на выходном торце волокна. В основе метода лежит разложение комплексного светового поля по неортогональным модам. Данный метод позволит применить принцип временного и модового уплотнения данных для передачи информационного сигнала.

1. M. Saffman, D.Z. Anderson, *Optics Letters*, **16**, pp.300-302, (1991).
2. H.R Stuart, *Science*, **289**, pp.281-283, (2000).
3. A.M. Tai, A.A. Friesem, *Optics Letters*, **8**, pp.57-59, (1983).
4. T. Kaiser, D. Flamm, S. Schroter, M. Duparre, *Optics Express*, **17**, pp.9347-9356, (2009).
5. O. Shapira, A.F. Abouraddy, J.D. Joannopoulos, Y. Fink, *Phys. Rev.*, **94**, p.143902, (2005).
6. М.В. Большаков, М.А. Комарова, Н.Д. Кундикова, *Вестник ЮУрГУ*, **7**, №34, с.132-135, (2012).

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА ПРИ ТУННЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР

Дробышев А.А., Головинский П.А., Тучин А.В.

Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

Рассмотрено пространственное распределение электронного тока при туннельной ионизации фуллеренов. С применением результатов полученных в пакете GAUSSIAN и среды MATLAB произведено моделирование распространения электронов после туннельной ионизации. Изучено пространственное распределение тока при различных значениях параметров модели.

Туннельная ионизация атомов и молекул характеризуется тем, что она определяется поведением валентного электрона на большом расстоянии от атомных ядер. Для упрощения задачи при определении токов эмиссии из различных, в том числе наноразмерных объектов, часто применяют одномерные модели [1]. Неоднородность исследуемой структуры при этом учитывается полуэмпирическими поправочными коэффициентами [2]. Для упрощения задачи применяется приближение точечного источника, а процесс распространения описывается в рамках формализма функции Грина с учетом действия только внешнего однородного электрического поля [3-6]. Данное приближение пригодно при описании туннельной ионизации отрицательных ионов [7] и фотоотрыва от них электронов в постоянном электрическом поле [8, 9], но непригодно для нейтральных атомов и молекул из-за наличия дальнедействующего кулоновского взаимодействия.

В данной работе мы рассматриваем пространственное распределение тока при туннельной ионизации углеродных наноструктур в однородном электрическом поле. Пространственная неоднородность наблюдаемых спектров возникает от распределения локальной плотности состояний по различным молекулярным орбиталям.

Мы следуем общему подходу к ионизации многоэлектронных систем [10] с использованием приближения Хартри-Фока. Гамильтониан всей электронной системы H можно представить в виде суммы одночастичных гамильтонианов. После проектирования на пространство связанных состояний для туннельного электрона мы получаем уравнение (в атомных единицах)

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta + \hat{V}(\mathbf{r})\right)\psi = E\psi. \quad (1)$$

На большом расстоянии от ядра электронная волновая функция удовлетворяет уравнению Шредингера с кулоновским потенциалом и потенциалом однородного электрического поля

$$\hat{V}(\mathbf{r})\Big|_{r \rightarrow \infty} = -\frac{1}{r} + Fz. \quad (2)$$

В асимптотической области (2) решение уравнения Шредингера факторизуется в параболической системе координат.

Во внутренней атомно-молекулярной области состояния определяются на основе решения самосогласованных многоэлектронных уравнений методом молекулярных атомноподобных орбиталей. При этом основная сложность нахождения тока при туннельной ионизации состоит в согласовании решений внутри молекулы и в асимптотически удаленной области. Базисные функции, используемые при численных расчетах молекулярных структур в программном пакете GAUSSIAN, не обладают правильными асимптотиками в подбарьерной области. Одним из способов преодоления этой трудности является аналитическое продолжение численного решения многоэлектронной задачи в подбарьерную область с выделением правильной кулоновской асимптотики [11]. Основным отличием предлагаемой нами процедуры является согласование амплитуд численных и аналитических кулоновских волновых функций в точке гладкого совпадения решений непосредственно перед входением в подбарьерную область, что позволяет учесть влияние поля на электрон также и вблизи внутренней точки поворота.

Решение уравнения Шредингера для электрона с энергией E в кулоновском поле притяжения и потенциале однородного электрического поля с напряженностью F в параболических координатах имеет вид

$$\psi = \Phi(\xi)X(\eta)e^{im\varphi}(2\pi)^{-1/2}, \quad (3)$$

где $x = \sqrt{\xi\eta} \cos \varphi$, $y = \sqrt{\xi\eta} \sin \varphi$, $z = 2^{-1}(\xi - \eta)$ – параболические координаты.

Волновая функция туннелирующего электрона в параболических координатах (3) позволяет вычислить вероятность ионизации через плотность тока j_z в направлении оси z через поверхность ортогональную к ней.

Плотность тока для больших z может быть записана в виде

$$j_z = \frac{i}{2} \left(\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial z} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \approx \frac{i |\phi(\xi)|^2}{2\pi\xi\eta} \left(f^* \frac{\partial f}{\partial z} - f \frac{\partial f^*}{\partial z} \right), \quad (4)$$

где $\Phi(\xi) = \phi(\xi)\xi^{-1/2}$ и $X(\eta) = f(\eta)\eta^{-1/2}$.

Используя полученные аналитические соотношения для плотности электронного тока (3, 4) и данные численных расчетов в программном пакете GAUSSIAN, средствами MATLAB произведено моделирование пространственного распределения электронного тока при туннельной ионизации молекул фуллеренов при различных значениях параметров модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №16-32-00253).

1. L.W. Nordheim, *Roy. Soc. Proc. A*, **121**, №788, 626-639, (1928).
2. X.Q. Wang, M. Wang, Z.H. Li, Y.B. Xu, P.M. He, *Ultramicroscopy*, **102**, 181-187, (2005).
3. B. Gottlieb, M. Kleber, J. Krause, *Z. Phys. A*, **339**, 201-206, (1991).
4. P.A. Golovinski, A.A. Drobyshev, *JETP*, **118**, №6, 863-868, (2014).
5. B. Donnere, M. Kleber, *Am. J. Phys.*, **73**, №8, 690-700, (2005).
6. P.A. Golovinski, A.A. Drobyshev, *JEMAA*, **6**, 8-14, (2014).
7. Yu.N. Demkov, G.F. Drukarev, *Sov. Phys. JETP*, **20**, 614-620, (1965).
8. P.A. Golovinski, A.A. Drobyshev, *Tech. Phys. Lett.*, **38**, №3, 272-275, (2012).
9. P.A. Golovinskii, A.A. Drobyshev, *Tech. Phys.*, **58**, №2, 158-164, (2013).
10. O.I. Tolstikhin, L.B. Madsen, T. Morishita, *Phys. Rev. A*, **89**, 013421, (2014).
11. L.B. Madsen, F. Jensen, O.I. Tolstikhin, T. Morishita, *Phys. Rev. A*, **87**, 013406, (2013).

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ZnO:Fe⁵⁷

Нефедов С.Г., Мездрогина М.М., Шелухин Л.А., Павлов В.В.,
Семенов В.Г.*, Кожанова Ю.В.**

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

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

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

Исследованы полевые и спектральные зависимости магнитооптического эффекта Керра в пленках ZnO:Fe⁵⁷. Проведен расчет спектральных зависимостей по методу эффективной среды с использованием теории Максвелл-Гарнетта. Установлено, что пленки ZnO:Fe⁵⁷ обладают магнитной анизотропией типа легкая плоскость.

В настоящее время интенсивно исследуются магнитные свойства тонких полупроводниковых пленок, легированных различными 3d примесями с целью достижения максимальной температуры Кюри, а также создания на их основе новых устройств спинтроники [1]. Основной проблемой для практического использования данных материалов является достижение температуры Кюри для магнитного перехода парамагнетик-ферромагнетик выше комнатной температуры. В данной работе проведено исследование магнитных и магнитооптических параметров пленок ZnO:Fe⁵⁷ при температуре T = 300 К с помощью магнитооптического эффекта Керра.

Пленки ZnO были получены методом высокочастотного магнетронного распыления [2, 3] при варьировании параметров осаждения – высокочастотной мощности, скорости роста и температуры подложки для реализации различных концентраций введенной легирующей 3d примеси Fe⁵⁷. В Табл. приведены основные параметры приготовления пленок ZnO:Fe⁵⁷.

Таблица. Основные параметры приготовления пленок ZnO:Fe⁵⁷

Номер образца, №	Температура подложки, °С	Мощность, Вт	Время осаждения, мин.
1	520	50	90
2	667	50	90
3	630	7,2	50

Легирующая примесь Fe⁵⁷ является мессбауэровским изотопом железа, что позволяет оценить корреляцию локального окружения примесного атома с магнитными параметрами пленок ZnO:Fe⁵⁷. Изменение локального окружения примесных атомов Fe⁵⁷ в пленках ZnO:Fe⁵⁷ регистрировалось с помощью мессбауэровской спектроскопии при T = 300 К. На основании данных мессбауэровской спектроскопии установлено, что примесные атомы Fe⁵⁷ находятся в различных состояниях. (1) Основное состояние примесных атомов Fe⁵⁷ – магнитоупорядоченное состояние, соответствующее металлическому железу Fe. Доля атомов железа в этом состоянии 88,66%. (2) Атомы железа в парамагнитном состоянии, доля которых составляет 4.07%. (3) и (4) – атомы железа в фазе магнетита Fe₃O₄ с долей 3.97% и 3.30%, что соответствует распределению атомов железа по двум различным магнитным подрешеткам в магнетите Fe₃O₄ – тетраэдрической и октаэдрической.

Для определения типа магнитной анизотропии пленок ZnO:Fe⁵⁷ при комнатной температуре использовался магнитооптический эффект Керра. На Рис. 1 показаны кривые намагничивания пленок ZnO:Fe⁵⁷, измеренные с использованием полярного и меридионального эффектов Керра. На основании этих данных можно сделать вывод, что все исследованные

пленки ZnO:Fe^{57} обладают магнитной анизотропией типа легкая плоскость с намагниченностью, лежащей в плоскости пленки.

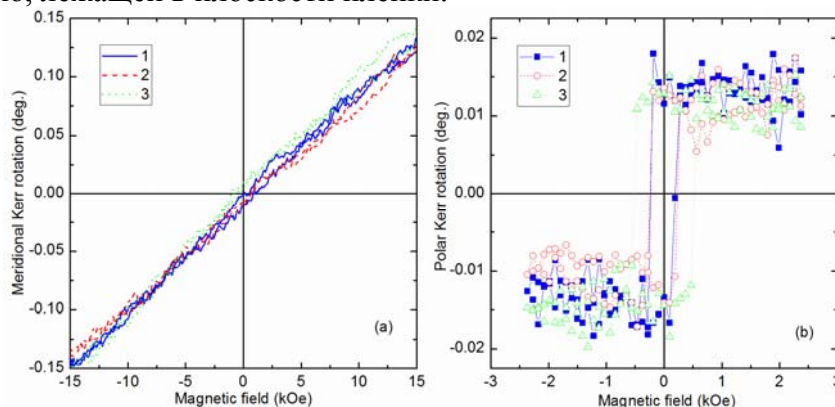


Рис. 1. Полевая зависимость поворота плоскости поляризации пленок ZnO:Fe^{57} (образцы №1-3) для (a) полярного и (b) меридионального магнитооптических эффектов Керра при $T = 293 \text{ K}$ для энергии фотона $E = 1.96 \text{ эВ}$

На Рис. 2 приведены спектральные зависимости магнитооптического эффекта Керра для образца №1 ZnO:Fe^{57} в полярной геометрии в магнитном поле величиной 2 кОе. Измерения были проведены по методике, описанной в работе [4]. В пленках ZnO:Fe^{57} с большей концентрацией примесных атомов Fe^{57} в магнитоупорядоченном состоянии наблюдаются большие значения угла поворота плоскости поляризации. Также имеет место корреляция между изменениями локального окружения Fe^{57} и величинами наведенной эллиптичности при изменении энергии фотона.

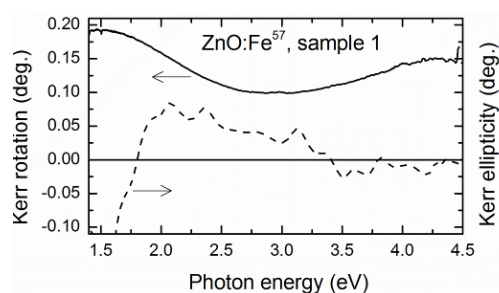


Рис. 2. Спектральные зависимости угла поворота плоскости поляризации и эллиптичности для полярного магнитооптического эффекта Керра пленки ZnO:Fe^{57} (образец №1)

В заключение, в пленках ZnO:Fe^{57} измерены полевые и спектральные зависимости полярного магнитооптического эффекта Керра в диапазоне энергий фотонов 1.5-4.5 эВ. Проведен расчет спектральных зависимостей эффекта Керра по методу эффективной среды с использованием теории Максвелл-Гарнетта. Пленки ZnO , легированные с помощью метода диффузии металлической примесью Fe^{57} , имеют магнитное упорядочение и, следовательно, могут быть использованы при изготовлении устройств спинтроники, работающих при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РНФ 17-12-01314 и РФФИ 16-02-00377.

1. *Concepts in spin electronics*, ed. S. Maekawa, Oxford. Univ. Press, New York, 2006.
2. М. М. Мездрогина, А. Я. Виноградов, М. В. Еременко, В. С. Левицкий, Е. И. Теруков, Ю. В. Кожанова, *Опт. и спектр.*, **121**, 238-247 (2016).
3. М. М. Мездрогина, А. Я. Виноградов, Р. В. Кузьмин, В. С. Левицкий, Ю. В. Кожанова, Н. В. Лянгузов, М. В. Чукичев, *ФТП* **50**, 1325-1332 (2016).
4. G. X. Du, S. Saito, M. Takahashi, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 013103-1-6 (2012).

СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ ИМПУЛЬСА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В РЕЖИМЕ ФОТОИОНИЗАЦИИ

Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

* Калининградский государственный технический университет, Калининград, Россия

С помощью метода моментов получено аналитическое выражение, описывающее смещение частоты импульса, обусловленное как вынужденным комбинационным саморассеянием, так и фотоионизацией.

Уравнение, описывающее распространение квазимонохроматических импульсов при учете дисперсии третьего и четвертого порядков, производной нелинейности и вынужденного комбинационного рассеяния имеет вид [1]

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \psi}{\partial \tau^3} - i\gamma \psi |\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial \tau} (\psi |\psi|^2) + i\gamma T_R \psi \frac{\partial |\psi|^2}{\partial \tau} + i\eta \psi \int_{-\infty}^{\tau} |\psi|^2 d\tau' = 0. \quad (1)$$

Здесь ψ – огибающая поля импульса, ω – центральная частота импульса, β_2 – коэффициент групповой дисперсии, β_3 – коэффициент, характеризующий дисперсию порядка. γ – коэффициент при кубической нелинейности, η – параметр, характеризующий фотоионизацию, T_R – параметр, описывающие вклад вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), $\tau = \eta - z/v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал.

Анализ динамики параметров импульса проводится на основе метода моментов. Определим моменты импульса с помощью следующих выражений [2]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 d\tau, \quad (2)$$

$$C = \frac{i}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (3)$$

$$\tau_p^2 = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T)^2 |\psi|^2 d\tau, \quad (4)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) |\psi|^2 d\tau, \quad (5)$$

$$\Omega = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \quad (6)$$

где E – величина пропорциональная мощности импульса, τ_p – длительность сигнала, C – определяет модуляцию частоты, T – характеризует добавку к групповой скорости. Огибающую поля запишем следующим образом

$$\psi = B \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 + i \left(\varphi - \Omega(\tau - T) - \frac{C}{2} \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right)^2 \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь B – амплитуда сигнала.

Используя метод моментов из (2)-(6), (7), (1) получаем выражение для смещения частоты в квазинелинейном режиме

$$\frac{\Omega}{\omega} = \frac{L_d}{L_N (\omega \tau_0)^2 (1 - C_0^2 (L_d / l_2)^2)} \left[(\omega T_R - C_0 + C_0 (L_d / L_2)^2) \frac{z}{u L_d} - g(1 + \omega T_R C_0 + g \delta_2) \frac{L_d}{l_2} \left(1 - \frac{1}{u}\right) \right] - \frac{L_d}{L_\eta \omega \tau_0} \ln \left| \frac{z / L_d + g C_0 L_d / l_2 + u}{g C_0 L_d / l_2 + 1} \right|, \quad (8)$$

$$\frac{1}{L_d^2} = \frac{1}{L_2^2} + \frac{1}{L_3^2}, \quad (9)$$

$$L_2 = l_2 (1 + C_0^2 + g \delta_2)^{-1/2}, \quad (10)$$

$$L_3 = l_3 \left((1 + C_0^2)^2 + \left(\frac{T_R}{\tau_0 L_N} + \frac{1}{L_\eta} \right) C_0 l_3 - \frac{(1 + C_0^2)}{8 \omega \tau_0} \delta_3 - \frac{2\sqrt{3}}{(\omega \tau_0)^2} \delta_3^2 \right)^{-1/2}. \quad (11)$$

Здесь величины $l_2 = \tau_0^2 / |\beta_2|$ и $l_3 = 2\tau_0^3 / \beta_3$ соответствуют характерным длинам линейного дисперсионного расплывания второго и третьего порядков, $u = \tau_p / \tau_0$, τ_0 – начальная длительность сигнала, $g = \text{sign}(\beta_2)$. Безразмерный параметр $\delta_2 = l_2 / L_N$ характеризует относительный вклад нелинейности в эволюцию импульса, $L_N = \sqrt{2\pi} \tau_0 / (\gamma E)$, $L_\eta = \sqrt{2\pi} / (\eta E)$ – характерные длины нарастания нелинейных эффектов, обусловленных соответственно кубической и ионизационной нелинейностями.

Отметим, что в спектральных областях, удаленных от точки нулевой дисперсии групповой скорости ($\beta_2 \neq 0$), справедлива оценка $l_2 / l_3 \sim 1 / (\omega \tau_0) \ll 1$. Таким образом, вкладом дисперсии третьего порядка в L_d можно пренебречь, положив $L_d \approx L_2$ в (8). В случае выполнения точного равенства $\beta_2(\omega) = 0$ имеем $L_d = L_3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 17-11-01157) и РФФИ (грант № 16-02-00453а).

1. M. F. Saleh, W. Chang, P. Holzer, A. Nazarkin, J. C. Travers, N. Y. Joly, P. St. J. Russell, and F. Biancalana1, *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 203902-203905, (2011).

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЛЩИНЫ АНИЗОТРОПНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНКИ

Сюй А.В., Криштоп В.В., Гончарова П.С., Штарев Д.С., Попова А.В.,
Киреева Н.М., Костина Г.В., Максименко В.А.,
Корнеенко Т.Н., Ефременко В.Г.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе предложена методика контроля разности толщин между эталонной и исследуемой кристаллической пластинкой по интенсивности излучения на выходе из интерференционного поляризационного двухступенчатого фильтра Шольца.

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 оптической схемы, позволяющей определять соответствие между исследуемой кристаллической пластинкой и эталонной четвертьволновой (полуволновой) пластинкой по интенсивности проходящего излучения. В данной работе рассматривается работа двухступенчатого фильтра Шольца, то есть системы двух кристаллических пластинок: эталонной (ЭП) и исследуемой кристаллической пластинкой (КП), помещенных между скрещенными поляризатором (П) и анализатором (А) (Рис. 1). Кристаллические пластинки имеют ортогональную ориентацию оптических осей. Главное сечение первой кристаллической пластинки ориентировано под углом 45 градусов к плоскости пропускания поляризатора.

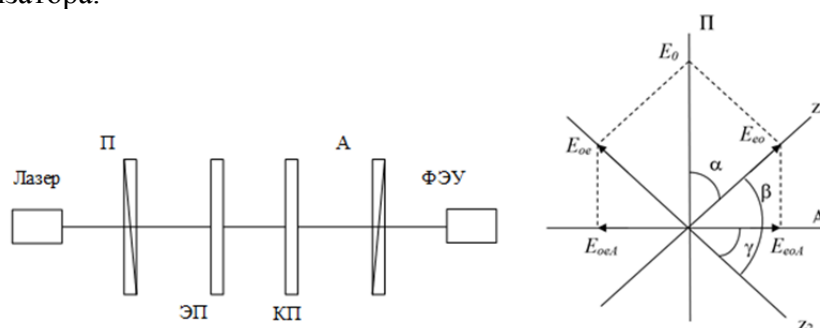


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с указанием ориентации оптических компонентов

Ориентация оптических осей кристаллических пластинок по отношению к плоскостям пропускания поляризатора (П) и анализатора (А) (z_1 , z_2 — оптические оси эталонной и исследуемой кристаллических пластинок соответственно) определяется углами $\alpha = \gamma = 45^\circ$, $\beta = 90^\circ$.

В качестве объекта исследований выбраны кристаллы кварца, так как обычно для изготовления четвертьволновых (полуволновых) пластинок используют кристаллические пластинки кварца. Интенсивность по сечению пучка распределена по гауссову закону. Традиционными и распространенными являются исследования, проводимые для монохроматического пучка ($\lambda = 0,633$ мкм) гелий-неонового лазера. Подобные исследования обладают хорошей наглядностью в процессах юстировки и регистрации результирующих преобразований излучения при предоставлении коноскопических картин.

Световой луч, прошедший через поляризатор, разбивается эталонной кристаллической пластинкой на два луча с ортогональными поляризациями (e и o), а затем e и o лучи также разбиваются в исследуемой кристаллической пластинке (ee , eo , oe , oo). В общем случае все четыре луча имеют разные фазы на выходе из пластинки.

При $\alpha=45^\circ$, $\beta=90^\circ$, $\gamma=-45^\circ$ остаются только eo и oe лучи с соответствующими фазами, тогда интенсивность на выходе из системы будет иметь вид [8]:

$$I = I_0 \left[\cos^2 \alpha \sin^2 \beta \sin^2 \gamma + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \gamma + 0.5 \sin 2\alpha \sin^2 \beta \sin 2\gamma \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \Delta n \right) \right]. \quad (1)$$

Для ориентации элементов $\alpha=45^\circ$, $\beta=90^\circ$, $\gamma=-45^\circ$ и при условии, что разность толщин между эталоном и исследуемым образцом равна

$$(d_2 - d_1) = \pm \frac{m\lambda}{\Delta n}, \quad \text{где } (m=0,1,2,3,\dots), \quad (2)$$

интенсивность на выходе из оптической схемы равна нулю; такой случай соответствует четвертьволновой (полуволновой) пластинке при выборе соответствующей пластинки в качестве эталонной.

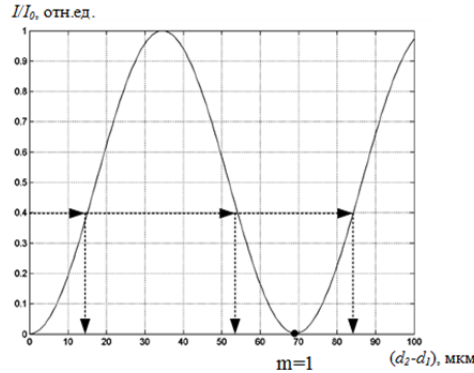


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности от разности толщин кварцевых пластинок $\frac{I}{I_0} (d_2 - d_1)$ для гелий-неонового излучения

Для излучения гелий-неонового лазера ($\lambda=0,633$ мкм) и исследуемого образца – кварца ($\Delta n=0,009$) разность толщин ($d_2 - d_1$) должна быть кратна 70 мкм. Если разность толщин между эталоном и исследуемым образцом отличается от условия (2), то можно с уверенностью говорить, что данный образец не соответствует четвертьволновой (полуволновой) пластинке. При этом с уверенностью можно утверждать только полное соответствие или неравенство толщин двух пластинок.

На Рис. 2. представлена зависимость относительной интенсивности от разности толщин $\frac{I}{I_0} (d_2 - d_1)$ для пластинок кварца с использованием гелий-неонового излучения. Из данного рисунка видно, что предложенный метод позволяет контролировать толщину второй пластинки относительно первой с достаточно большой точностью, которая полностью определяется шумами ФЭУ. Так, при уровне шумов ФЭУ 10% точность изготовления второй пластины составляет ~ 7 мкм. При уменьшении уровня шумов ФЭУ точность изготовления второй пластины значительно возрастает.

При использовании данной схемы сложно оценить разницу толщин эталонной и измеряемой пластины, если она не строго кратна дискретному значению. Например, фиксирование относительного уровня мощности в 0,4 отн.ед. (Рис. 2) может означать, что разница толщин сравниваемых образцов может быть равна 15 мкм, 53 мкм или 85 мкм. Таким образом, если не выполняется условие интерференционного минимума, то весьма сложно оценить разницу толщин исследуемых пластин. Можно только с уверенностью сказать, что при минимуме проходящего излучения толщина исследуемой пластины либо равна эталонной, либо отличается от нее на величину, определяемую длиной волны проходящего излучения. К тому же при неточной юстировке углов наклона компонентов интерференционно-поляризационной системы спектр может оказаться лишь частично модифицированным, что еще более усложняет интерпретацию полученных результатов.

Таким образом, при использовании предложенной системы с монохроматическим источником излучения для получения наглядного результата необходимо использовать несколько узкополосных источников излучения. Так же можно задействовать

гонометрическую систему высокой точности для изменения углов расположения оптических элементов системы.

При прохождении через описанный двухступенчатый фильтр Шольца широкополосного инфракрасного излучения результирующий спектр так же примет периодический характер. В этом случае при фиксированном значении толщин ортогонально ориентированных анизотропных пластин максимумы и минимумы прошедшего излучения будут наблюдаться на различных длинах волн. Замеряя спектральный шаг между соседними экстремумами, можно определить разницу толщин двух исследуемых пластин.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Хабаровского края.

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. Гончарова П.С. и др. IV Междун. конф. по фотон. и инф. опт. Сб. науч. тр. 108-109, (2015).
6. Щербаков В. В., Солодков А. Ф., Задерновский А. А. Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. **8**. №. 1. 9-24, (2016).
7. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. Поляризация оптика. 456, (2012).
8. Полещук А. Г. и др. Компьютерная оптика. **40**. №. 6. 818-828 (2016).

ХИРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ОСНОВЕ АЗОКРАСИТЕЛЯ ПАН И КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS

Кунделев Е.В., Орлова А.О., Маслов В.Г., Баранов А.В., Федоров А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследованы хиральные свойства нового поверхностного комплекса на основе азокрасителя ПАН и КТ CdSe/ZnS. Значительный сигнал КТ в комплексе может быть обусловлен, связыванием цистеина (Lcys или Dcys) и ПАН с одним атомом Zn на поверхности КТ.

В последнее время среди хиральных объектов наибольшее внимание уделяется гибридным наноструктурам, основанным на хиральных органических молекулах и искусственно синтезированных нанокристаллах с predetermined оптическими свойствами. Теоретический и экспериментальный интерес к такого рода гибридным наноструктурам связан с их возможностью использования в биосенсорах, в хиральной памяти и в стереоселективности [1-2].

Хиральность в гибридных наноструктурах обычно обуславливается естественной хиральностью нанокристаллов и/или молекул, либо индуцированной хиральностью, которая возникает в результате влияния хиральной молекулы на ахиральный нанокристалл [3]. Сильное взаимодействие между молекулой и наночастицей, которое происходит в случае поверхностных комплексов, в принципе может приводить к появлению хиральности у исходно ахирального объекта. Таким образом, многие объекты, физические и химические свойства которых обычно не исследуются на предмет хиральности, могут иметь хиральную природу [4-5]. Для примера, хиральность поверхностных комплексов основанных на КТ и азокрасителях не были исследованы на настоящий момент. Такие комплексы обычно рассматриваются как потенциальные сенсоры для идентификации металлов [6-7].

Нами были впервые получены и исследованы хиральные поверхностные комплексы на основе КТ CdSe/ZnS стабилизированных молекулами Lcys (или Dcys) и молекул азокрасителя ПАН. Полная характеристика комплексов проведена с помощью оптической (UV-VIS), инфракрасной (ИК) спектроскопии, а также спектроскопии кругового дихроизма (КД).

Для получения поверхностных комплексов ПАН-Lcys(Dcys)-CdSe/ZnS в водный раствор КТ CdSe/ZnS (10^{-5} моль л⁻¹) был добавлен микрообъем толуолового раствора ПАН в соотношении концентраций 4:1. Дополнительно, смешанный раствор был тщательно перемешан с помощью воздействия ультразвука в течение 3 минут, и оставлен на 3 дня. Полученный раствор был использован без дальнейшей очистки.

На Рис. 1 приведены спектры поглощения молекул ПАН в толуоле, КТ CdSe/ZnS стабилизированных молекулами Lcys и комплексов ПАН-Lcys-CdSe/ZnS в водном растворе, а также спектры КД КТ Lcys-CdSe/ZnS и комплексов ПАН-Lcys-CdSe/ZnS. Как видно из Рис. 1, образование поверхностных комплексов в водном растворе сопровождается появлением новой полосы в спектрах поглощения на длине волны 593 нм. Такая же полоса в спектрах поглощения комплексов возникает в случае использования молекул Dcys в качестве лиганда к КТ (Рис 2).

В спектрах КД комплексов наблюдается сигнал, обусловленный индуцированной хиральностью в области поглощения КТ (до 525 нм), при этом сигналы для комплексов с Lcys и Dcys зеркально симметричны. Однако, для полосы поглощения на 593 нм наблюдается существенно больший сигнал КД (17 мград) и соответствующий G фактор равен $3.7 \cdot 10^{-4}$, что на порядок больше, чем для случая индуцированной Dcys хиральности в КТ ($1.5 \cdot 10^{-5}$) в первой экситонной полосе поглощения. Идентичная структура КД сигналов для случая комплексов с молекулами Lcys и Dcys свидетельствует об качественно иной (не индуцированной цистеином) причине возникновения хиральности.

Описанные ранее поверхностные комплексы на основе КТ и молекул ПАН получают в неполярных растворителях, с гидрофобными КТ [3-6]. Появление сильной полосы поглощения на длине волны 557 нм является характерной чертой гидрофобных комплексов при таких условиях, и обуславливается координацией молекулы ПАН на атом Zn на поверхности КТ [3-4]. Появление полосы поглощения на длине волны 593 нм у комплексов ПАН-Lcys(Dcys)-

CdSe/ZnS позволяет предполагать, что координирование ПАН на поверхности КТ также имеет место, но происходит несколько иным образом.

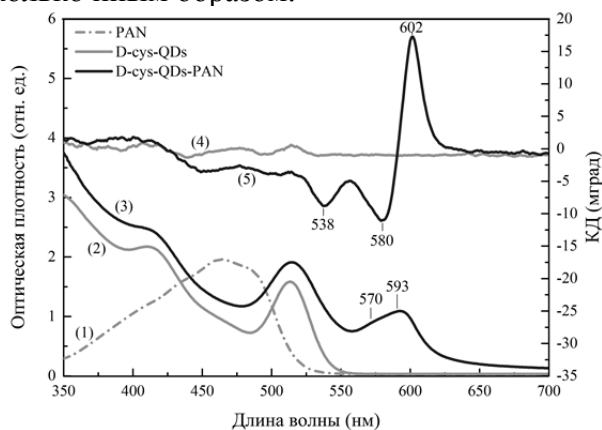


Рис. 1. Спектры поглощения ПАН в толуоле (1), КТ CdSe/ZnS покрытых Dcys в водном растворе (2) и смеси Dcys-QD-PAN в водном растворе (3), а также спектры кругового дихроизма КТ Dcys-CdSe/ZnS (4) и комплексов Dcys-QD-PAN в водном растворе (5)

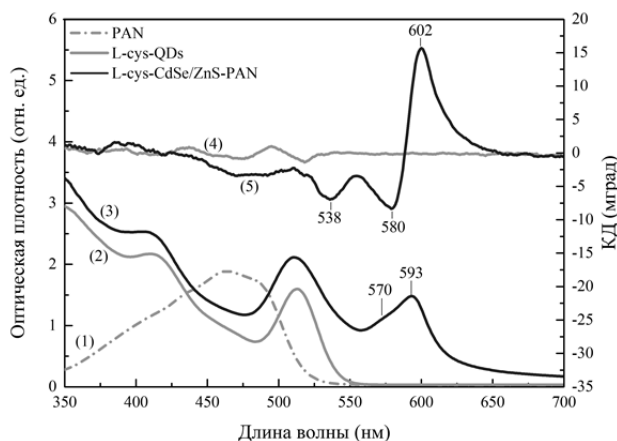


Рис. 2. Спектры поглощения ПАН в толуоле (1), КТ CdSe/ZnS покрытых Lcys в водном растворе (2) и смеси Lcys-QD-PAN в водном растворе (3), а также спектры кругового дихроизма КТ Lcys-CdSe/ZnS (4) и комплексов Lcys-QD-PAN в водном растворе (5)

Анализ полученных ИК спектров поглощения показал, что КТ остаются покрытыми молекулами Lcys(Dcys) после добавления молекул ПАН в раствор, при этом поверхностный атом Zn связанный с КТ подвержен сильному воздействию рядом расположенной молекулой ПАН. В связи с этим, можно предположить, что формирование комплексов ПАН-Lcys(Dcys)-CdSe/ZnS связано с присоединением Lcys(Dcys) и координированием молекулы ПАН на один атом Zn на поверхности КТ. Таким образом, появление КД сигнала обусловлено асимметричной геометрической конфигурацией ПАН и Dcys(Lcys) относительно КТ, которая может привести к искажению плоской структуры молекулы ПАН и к возникновению значительной величины КД сигнала.

Квантово-химические расчеты с применением теории функционала плотности для модельной структуры (КТ имитируется атомом Zn, связанным с SH группой, Рис. 3) качественно воспроизвели экспериментально наблюдаемую структуру сигнала КД. Проведенное сопоставление экспериментальных и теоретических данных дополнительно подтвердило, предложенную причину происхождения хиральности в комплексе ПАН-Lcys(Dcys)-CdSe/ZnS.

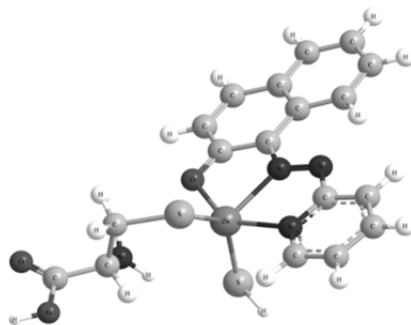


Рис. 3. Схематическое представление хирального комплекса ПАН- Dcys-ZnSH

Из проведенной работы можно сделать вывод, что использование нанокристаллов позволяет формировать новые хиральные металлокомплексы, которые в будущем могут быть использованы как сенсоры, на предмет стереоселективного взаимодействия с хиральными биомолекулами в живых организмах. С другой стороны, появление хиральности в поверхностных комплексах КТ-ПАН может открыть новый подход для получения хиральных гибридных наноструктур.

1. A. Guerrero-Martinez, J.L. Alonso-Gomez, B. Auguie, M.M. Cid, L.M. Liz-Marzan, *Nanotoday*, **6**(4), 381-400, (2011).
2. R. Schreinber, N. Luong, Z. Fan, A. Kuzyk, P.C. Nickels, T. Zhang, D.M. Smith, B. Yurke, W. Kuang, A.O. Govorov, T. Liedl, *Nat. Commun.*, **4**, 2948, (2013).
3. A.O. Govorov, Y.K. Gun'ko, J.M. Stocik, V.A. Gerard, Z. Fan, R.R Naik, *J. Mater. Chem.*, **21**, 16806-16818, (2011).
4. Y.A. Gromova, A.O. Orlova, V.G. Maslov, A.V. Fedorov, A.V Baranov, *Nanoscale Research Letters*, **8**, 452, (2013).
5. A.O. Orlova, Y.A. Gromova, V.G. Maslov, A. Prudnicau, M. Artemyev, A.V. Fedorov, A.V. Baranov, *J. Appl. Phys.*, **113**, 214305, (2013).
6. M. Artemyev, E. Ustinovich, I. Nabiev, *J. Am. Chem. Soc.*, **131**(23), 8061-8065, (2009).
7. G.R. Desiraju, H.R. Luss, D.L. Smith, *J Am Chem Soc*, **100**(20), 6375-6382, (1978).

АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ЭШЕЛОНОМ МАЙКЕЛЬСОНА

Сясько А.В.*, Глухов В.А.*,**, Иванов М.П.*, Толмачев Ю.А.*

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

**Санкт-Петербургский филиал института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается краткий анализ отражательного эшелона Майкельсона. Обсуждаются особенности эшелона применительно к использованию в прикладных задачах.

Целью работы является развитие техники импульсного отклика системы на дельта-образное возмущение для отражательного эшелона Майкельсона. Актуальность задачи обусловлена возможностью применения эшелона в решении ряда современных задач оптики и ее технических приложений, таких как многолучевая интерферометрия сверхкоротких лазерных импульсов, модуляция THz излучения, а также создание сетки эквидистантных частот в видимой и ближней ИК областях [1-3]. Отражательный эшелон Майкельсона можно рассматривать как совокупность N параллельных друг другу плоских зеркал одинаковой (как правило) ширины b , сдвинутых одно относительно другого на величину d в направлении нормали к поверхности и на величину b в направлении касательной к поверхности, причем нормальные проекции краев соседних зеркал на плоскость, параллельную поверхности зеркал, касаются друг друга (Рис.).

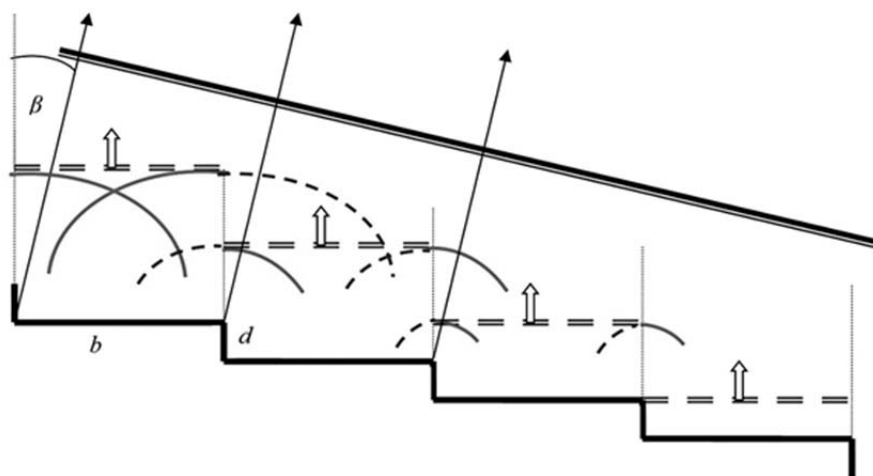


Рисунок. Схема отражательного эшелона Майкельсона и дифрагированных волн при освещении положительной δ -волной по нормали к зеркалам. Сплошными линиями показаны положительные волны, пунктирными – отрицательные. Двойной пунктир – отраженные волны, двойная жирная прямая – плоскость наблюдения дифрагированных волн

Рассмотрим основные соотношения, описывающие работу эшелона, пользуясь приближением δ -волны. Для упрощения рисунка предполагается, что падающая волна падает на зеркала в направлении нормали к их поверхностям. Дифрагированная волна наблюдается под углом β .

Дифракция волны на идеальном зеркале эквивалентна дифракции на щели шириной b с той лишь разницей, что отраженная и краевые волны обратны по знаку волнам за щелью [4,5]. Соответственно, при положительной δ -волне на входе отраженная будет иметь отрицательный знак (показана двойным пунктиром), а краевые цилиндрические волны в области «тени» для

каждого из зеркал – отрицательный знак (пунктирный сегмент окружностей) и положительный знак – в освещенной (сплошной сегмент окружностей).

Нетрудно показать, что если пренебречь малым по амплитуде рассеянием на «вертикальных» элементах d эшелона, при падении исходной волны под углом $\alpha \neq 0$ на эшелон и наблюдении рассеянной волны под углом β в фокусе линзы с фокусным расстоянием f , импульсный отклик эшелона, состоящего из N зеркал можно представить в виде:

$$h(t, f) = \left[\text{comb} \left(\frac{t}{\Delta_2/c} \right) \otimes h_1(t, f) \right] \text{rect} \left(\frac{t}{N\Delta_2/c} \right), \quad (1)$$

В этой формуле свертка функций, стоящая в квадратных скобках, есть не что иное как отклик эшелона, состоящего из бесконечного множества зеркал, с откликом одного зеркала, а внешний множитель – функция-прямоугольник – учитывает ограничение последовательности N элементами. Символом **comb** обозначена функция «гребенка Дирака» с шагом во времени $\Delta t_2 = \Delta_2/c$, а символом **rect** – функция-прямоугольник шириной $N\Delta_2/c$. Функция $h_1(t, f)$

$$h_1(t, f) \approx \frac{1}{2\pi f(\alpha + \beta)} \left[-\delta \left(t - \frac{\Delta t_1}{2} \right) + \delta \left(t + \frac{\Delta t_1}{2} \right) \right] \quad (2)$$

является обобщением формулы, полученной в [4] для малых α и β , на случай косоуго падения волны на щель ($\alpha \neq 0$) в применении к зеркальной полосе.

Стоящий в (2) интервал времени

$$\Delta t_1 = (b/c)(\sin \alpha + \sin \beta)$$

определяет промежуток между двумя δ -импульсами краевых волн одного зеркала, а величина

$$\Delta t_2 = (d/c)(\cos \alpha + \cos \beta)$$

есть типичный для многолучевой интерференции период повторения отклика h_1 одного зеркала, который определяется временем прохода волны от каждой ступеньки эшелона к следующей и назад. Полное время задержки между сигналами, рассеянными двумя соседними зеркалами, определяется *разностью* интервалов Δt_1 и Δt_2 :

$$\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = \frac{1}{c} [b(\sin \alpha + \sin \beta) - d(\cos \alpha + \cos \beta)].$$

При малых углах падения формулы для временных интервалов упрощаются:

$$\Delta t_1 \approx (b/c)(\alpha + \beta)$$

$$\Delta t_2 \approx 2d/c$$

$$\Delta t \approx (b/c)(\alpha + \beta) - 2d/c.$$

Спектр рассеянной эшелонной δ -волны, т. е. спектр рассеянного идеальным эшелонном монохроматического излучения, найдем, вычислив фурье-образ соотношения (1):

$$h_f(\nu) = \{ [\text{comb}[\nu(\Delta_2/c)] \text{sinc}[\nu(\Delta_1/c)]] \otimes \text{sinc}[\nu(N\Delta_2/c)] \}.$$

Как и следовало ожидать, эта формула совпадает по внешнему виду с формулой для отражающей дифракционной решетки [6].

Отметим однако, что между ними имеется глубокое различие: величина Δt определяется не только «шириной штриха» решетки-эшелона, но и глубиной ступенек. В частности, Δ_2 может быть больше Δ_1 , а их разность может обращаться в нуль, что соответствует зеркальному отражению волны не при $\alpha = -\beta$, а при $(\alpha + \beta) = 2 \arctg(d/b)$. Технически, эшелон Майкельсона является удобной структурой для введения в световой пучок дискретно переключаемой задержки: для этого достаточно изготовить его ступеньки в виде LCD ячеек, снабженных зеркалом.

Без ограничения общности данную методику можно применить для анализа формы отраженного от эшелона импульса лазера в статье [1]. Для указанной в работе конфигурации системы (размерах эшелона и параметрах падающего импульса) нами осуществлен расчет импульсного отклика эшелона, а затем рассчитана форма системы отраженных импульсов и ее спектр.

Проведенные расчеты показали сильное расхождение с [1] в форме спектра результирующего сигнала, отраженного от эшелона. В нашей работе производится подробный анализ полученных результатов и сравнение с [1].

Работа поддержана РФФ (проект 17-19-01097).

1. Benjamin K. Ofori-Okai, Prasad Sivarajah, W. Ronny Huang and Keith A. Nelson, THz generation using a reflective stair-step echelon, *OPTICS EXPRESS*, **24**, No. 5, 2016.

2. G. Timothy Noe II, Ikufumi Katayama, Fumiya Katsutani et al, Single-shot terahertz time-domain spectroscopy in pulsed high magnetic fields, *OPTICS EXPRESS*, **24**, No. 26, 2016.

3. V. Glukhov, Yu. Tolmachev, Direct Operation over the UWB Optical Signal Transferred with Pseudo-Random Carrier, *Optical Memory and Neural Networks*, 2017, **26**, No. 1, pp. 26–33.

4. И.Э. Сулейменов, М.К. Лебедев, Ю.А. Толмачев, Дифракция ультракороткого импульса на щели, *Оптика и спектроскопия*, **88**, № 1, 2000, С. 104-109.

5. М.К. Лебедев, Ю.А. Толмачев, Дифракция света: модели Юнга и Гюйгенса на новом этапе развития оптики, *Оптика и спектроскопия*, **119**, № 4, 2015, С. 576-587.

6. Ю.А. Толмачев, Принципы работы оптического спектрометра: новый взгляд на старые проблемы: учеб пособие, СПб: Из-во С.-Петербур. ун-та., 2013, 292 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ОТКЛИКА РЕЗОНАТОРА ФАБРИ-ПЕРО С ЧАСТОТНОЙ РАССТРОЙКОЙ

Киселев Ф.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена математическому моделированию импульсного отклика резонатора Фабри-Перо с частотной расстройкой. В реальном физическом эксперименте мода лазера может не совпадать с модой резонатора. Это приводит к уменьшению накопленной в нем энергии. Разработанная модель позволяет оценить изменения параметров отклика и оценить критичность частотной расстройкой в конкретных прикладных задачах.

Резонатор Фабри-Перо является основным видом резонатора, зарекомендовавшим себя для многих приложений. Одной из самых перспективных областей его использования являются сенсоры и, в частности, внутререзонаторная спектроскопия [1]. Известно, что откликом резонатора на лазерный импульс является картина экспоненциального затухания. При этом, она может иметь форму непрерывной экспоненты, а может иметь форму затухающих эквидистантных пиков, в случае, если длина подаваемого импульса меньше длины полного прохода резонатора. Данное свойство резонатора является основой для внутререзонаторной спектроскопии. Время затухания сигнала на выходе зависит от потерь внутри резонатора. Имея информацию о коэффициенте отражения зеркал и измеряя времена затухания резонаторов пустого и с изучаемым веществом (как правило, газом) можно получить информацию о введенных потерях. Чувствительность эксперимента определяется его многопроходной природой. Опубликованные статьи показывают возможность измерения потерь величиной 10^{-7} на проход. Для проведения эксперимента, в идеале, необходимо создать длинный импульс, частота которого будет в точности совпадать с одной из продольных мод резонатора. Однако в реальном эксперименте, а тем более при создании коммерческих систем внутререзонаторной спектроскопии, будет присутствовать частотная расстройка, связанная либо с дрейфом частоты лазерного излучения либо со смещением зеркал резонатора.

Резонатор Фабри-Перо является линейной системой [2]. Таким образом, поле на выходе резонатора может быть полностью описано функцией импульсного отклика - $h(t, t')$:

$$E_{out}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t, t') E_{in}(t') dt' \quad (1)$$

$$h(t, t') = (1 - R) \sum_{m=0}^{\infty} R^m \delta[t - t' - T_m] \quad (2)$$

Для расчетов в данной работе используется Гауссова форма импульса, однако модель позволяет рассчитывать отклик и для импульсов произвольной формы:

$$E_{in}(t) = E_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2} - i\omega t\right) \quad (3)$$

Частота ω в данном случае может быть разложена на две составляющие $\omega = \omega_{res} + \Delta\omega$, где ω_{res} – частота, совпадающая с одной из продольных мод резонатора, а $\Delta\omega$ – частотная расстройка. При вычислении интеграла (1) по частям мы получим выражение для поля на выходе резонатора в виде:

$$E_{out}(t) = -e^{-i\omega t} (1 - R) E_0 \sum_{m=0}^{\infty} R^m \cdot \exp\left[-\frac{(t-T_m)^2}{2T_0^2}\right] \cdot \exp[i\Delta\omega T_m] \quad (4)$$

Таким образом выходное поле резонатора рассчитывается как сумма входных импульсов, смещающихся на величину полного прохода резонатора. А частотная расстройка в уравнении (4) учитывается с помощью добавочной экспоненты, которая смещает фазу импульса с каждым полным проходом. В отсутствии частотной расстройки мы получаем экспоненциально затухающий сигнал (Рис. 1). В случае добавления небольшой частотной расстройки (до десятой части интервала свободной дисперсии) форма затухания не меняет форму, но падает максимальная мощность сигнала (Рис. 2). Эта мощность связана с максимальной мощностью накапливаемой резонатором.

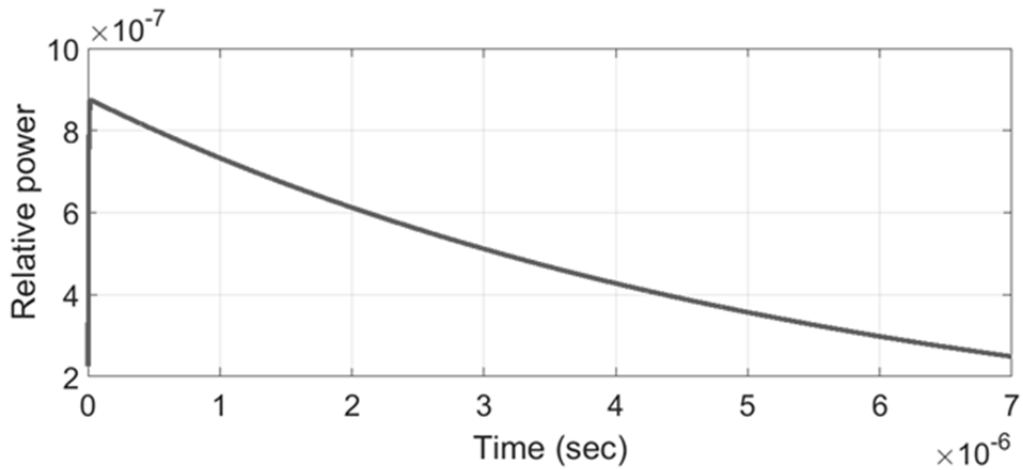


Рис. 1. Сигнал выходного поля сформированный линейным откликом резонатора с высокоотражающими зеркалами ($R = 99.97\%$) на импульс Гауссовой формы с временной шириной на полувысоте в 10 нс

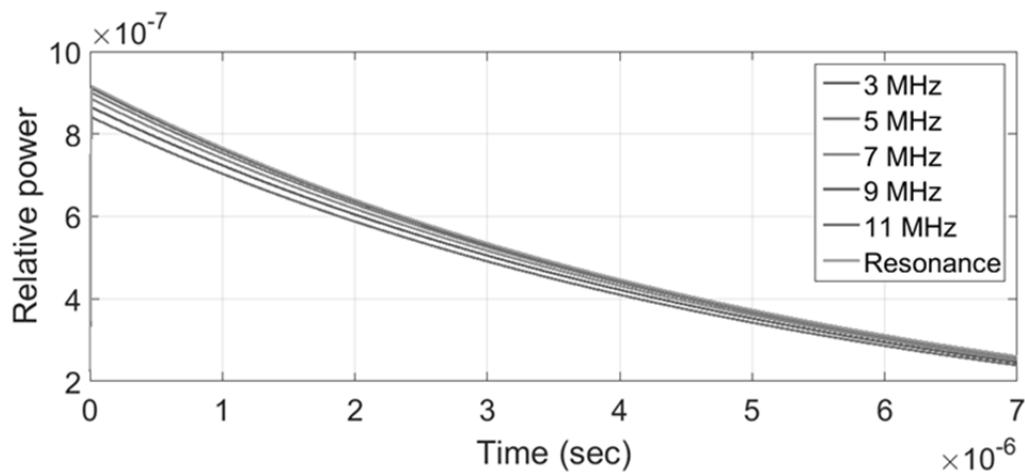


Рис. 2. Сигналы выходного поля сформированный линейным откликом резонатора с частотной расстройкой на импульс Гауссовой формы с временной шириной на полувысоте в 10 нс

Падение мощности ожидаемо, так как расстройка ведет к снижению добротности резонатора. Для оценки изменения добротности были проведены расчеты накапливаемой в резонаторе мощности для импульсов различной длины (Рис. 3).

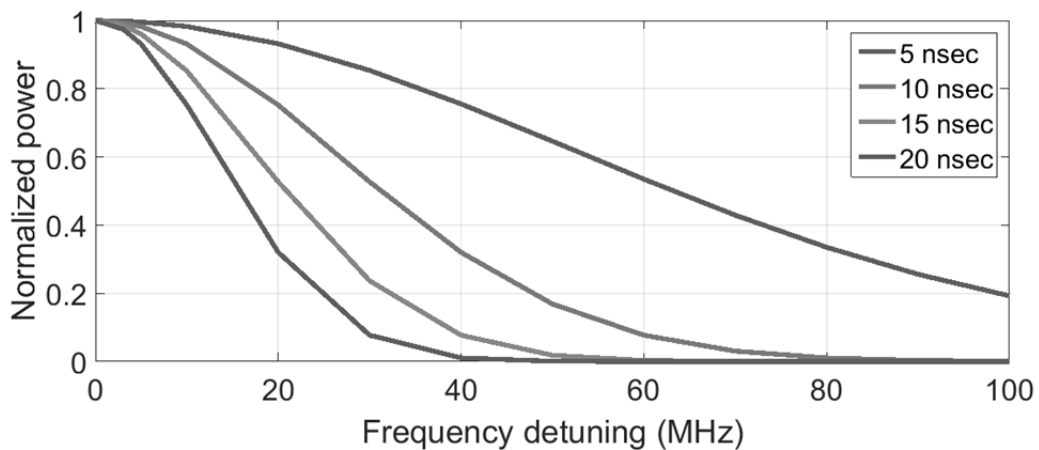


Рис. 3. Зависимость нормализованной мощности накапливаемой в резонаторе от частотной расстройки для 4-х различных длин импульсов

Можно заметить, что, чем короче импульс, тем более устойчивой является система к частотной расстройке. Однако, такое увеличение ширины полосы пропускания системы ведет и к снижению добротности, которая в свою очередь является одним из главных факторов определяющих чувствительность системы.

Следует обратить внимание, что введение в модель дополнительных потерь, связанных с поглощением или рассеянием, может быть осуществлено добавлением соответствующего коэффициента в функцию импульсного отклика (2).

Разработанная модель позволяет найти оптимальные параметры для проведения внутререзонаторной спектроскопии. Результаты расчетов показали незначительное изменение сигналов затухания при частотной расстройке для импульсов наносекундной длительности. Соответствующие лазеры могут быть использованы для создания установок, работающих во внелабораторных условиях, где частотная расстройка может возникать из-за вибраций.

1. O'Keefe, A., Scherer, J.J., Cooksy, A.L., Sheeks, R., Heath, J., Saykally, R.J., Chem. Phys. Lett., 172, **214** (1990)
2. Yuzhe Xiao, Drew N. Maywar, and Govind P. Agrawal J. Opt. Soc. Am. **B 28**, 7 (2011)

ИТЕРАТИВНОЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ СУПЕР-РАЗРЕШЕНИЕ В ЗАДАЧЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗЫ

Шевкунов И.А.*,**, Петров Н.В.*, Катковник В.Я.**, Егизарян К.О.**

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**Технологический Университет Тампере, Тампере, Финляндия

Представлен алгоритм вычислительного супер-разрешения волнового фронта объекта в безлинзовой оптической схеме при регистрации дифракционных картин, модулированных фазовыми масками. Продемонстрировано супер-разрешение значительно превосходящее разрешение, определяемое критерием Аббе.

Решение фазовой проблемы итеративным безопорным методом подразумевает восстановление двумерного волнового фронта объекта только на основе информации о распределении интенсивностей на регистрирующей матрице [1]. Распределение интенсивностей в плоскости регистрации можно выразить выражением:

$$y_s = |\mathcal{P}_s\{u_o\}|^2, \quad s = 1, \dots, L, \quad (1)$$

где $u_o \in \mathbb{C}^{N \times N}$ это $N \times N$ комплекснозначное двумерное изображение объекта, $\mathcal{P}_s: \mathbb{C}^{N \times N} \mapsto \mathbb{C}^{N_1 \times N_1}$ это комплекснозначный оператор распространения вперед из плоскости объекта в плоскость регистрации, $y_s \in \mathbb{R}^{N_1 \times N_1}$ – зарегистрированные распределения интенсивностей размером $N_1 \times N_1$ в плоскости регистрации, L – количество экспериментов. В данной работе предложен метод с модуляцией апертуры фазовыми масками:

$$u_s = \mathcal{P}_s\{u_o\} = \mathcal{P}\{\mathcal{M}_s \circ u_o\}.$$

где $\mathcal{M}_s \in \mathbb{C}^{N \times N}$ – изменяемые фазовые маски, $\mathcal{M}_s(k, l) = \exp(j\phi_{k,l}(s))$. Фазы $\phi_{k,l}(s)$ сгенерированы случайным образом с гауссовым распределением значений и математическим ожиданием равным нулю.

Для распространения волнового фронта из плоскости объекта в плоскость регистрации используется решение интеграла Релея-Зоммерфельда с передаточной функцией определяемой угловым спектром [2]:

$$u_s(x, y, z) = \mathcal{F}^{-1}[H(f_x, f_y, z) \cdot \mathcal{F}[u_s(x, y, 0)]],$$

$$H(f_x, f_y, z) = \begin{cases} \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}z\sqrt{1-\lambda^2(f_x^2 + f_y^2)}\right], & f_x^2 + f_y^2 \leq \frac{1}{\lambda^2}, \\ 0 & \end{cases} \quad (2)$$

Где операторы \mathcal{F} и \mathcal{F}^{-1} обозначают прямое и обратное преобразования Фурье, $u_s(x, y, z)$ это объектный волновой фронт, распространённый на расстояние z от начального положения $u_s(x, y, 0)$; $H(f_x, f_y, z)$ – передаточная функция углового спектра, f_x, f_y – пространственные частоты, x, y – это обозначение для пространственных координат, λ – длина волны.

Для достижения супер-разрешения в алгоритме используется подавление шумов, на основе теории о разреженности комплексного волнового фронта. Это значит, что небольшие фрагменты объектного волнового фронта имеют похожие особенности, которые можно выразить через определенный базисный набор – словарь. Комплекснозначные волновые фронты определяются двумя переменными: амплитудой и фазой. Соответственно, разреженное представление может быть применено к каждой из этих двух переменных отдельно. Успех применения разреженного представления определяется разнообразием наборов базовых

функций, используемых для анализа и синтеза изображений. В данной работе мы использовали распространенный метод поблочной 3Д фильтрации (BM3D) [3].

Традиционно, при оцифровке изображения непрерывный объект проходит операцию дискретизации на вычислительные пиксели. Дискретизация необходима как для численной обработки, так и для моделирования распространения. В отличие от пикселей регистрирующей матрицы Δ_S , размеры которых определены физически, пиксели объекта Δ_O , а то есть и расчётные Δ_C , могут быть взяты меньшего размера, чем пиксели матрицы. При условии равенства пикселей вычислительных и сенсора $\Delta_C = \Delta_S$ восстановление волнового фронта является традиционным восстановлением с разрешением равным размеру пикселя сенсора. Если же $\Delta_C < \Delta_S$ мы имеем случай супер-разрешения.

Ограничения на размер вычислительного пикселя накладываются только используемой передаточной функцией, в нашем случае – это угловой спектр, подкоренное выражение для его ядра (формула (2)) будет больше нуля только при условии: $\Delta_C > 0.7 * \lambda$, иначе при меньшем размере вычислительного пикселя будет происходить потеря высокочастотных компонент при распространении волнового фронта, что в свою очередь приведет к потере разрешения.

На Рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Размер пикселя камеры $\Delta_S=1.4$ мкм, размер пикселя SLM 6.4 мкм, расстояние от объекта до плоскости регистрации определяется размерами светоделителя и равно 21.55 мм, длина волны лазера 532 нм. Фазовый пространственный модулятор света (ФПМС) в данной конфигурации используется для введения модифицирующих масок \mathcal{M}_s и для моделирования фазового объекта, который необходимо восстановить. В качестве объекта был выбран фазовый волновой фронт с постоянной амплитудой и фазой в виде изображения «оператор» со значениями фазы в области $[0; \pi/5]$ см. Рис. 2 второе изображение в верхнем ряду.

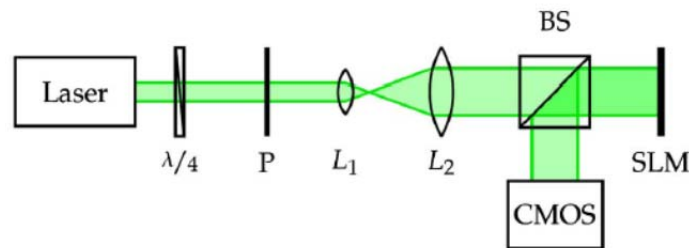


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. Laser – источник излучения, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, P– поляризатор, L_1, L_2 – линзы для расширения пучка, BS – светоделитель, SLM – фазовый пространственный модулятор света, CMOS – регистрирующая матрица

На Рис. 2 приведены результаты восстановления алгоритма супер-разрешения. Значения вычислительного пикселя Δ_C в данном случае взяты как четверть от пикселя регистрирующей камеры Δ_S , таким образом $\Delta_C = 0.35$ мкм, данное значение меньше используемой длины волны. Так как объект моделируется на ФПМС его минимальный размер детализации характеризуется размером пикселя ФПМС 6.4 мкм. Несмотря на большое расстояние между объектом и регистрирующей матрицей, предложенный алгоритм восстановил объектную фазу с высокой точностью и детализацией (см. Рис. 2). Стоит также обратить внимание на восстановленную амплитуду: как видно из Рис. 2 восстановленная амплитуда повторяет очертания восстановленной фазы объекта, тогда как объект моделировался как только-фазовый с постоянной амплитудой. Такой эффект связи фазы и амплитуды можно объяснить корреляцией фазы и амплитуды волновых фронтов, а также наводкой сигнала фазы на амплитуду в ФПМС, где происходило моделирование объекта.

Для оценки супер-разрешения проведем сравнение с критерием разрешения Аббе:

$$\Delta_{\text{Abbe}} = \frac{\lambda}{\text{NA}} \approx \frac{2z\lambda}{N\Delta_S},$$

Здесь z – расстояние от объекта до плоскости регистрации, NA – числовая апертура, N – количество пикселей в одном из направлений (x или y , в расчетах используются квадратные

матрицы, 1224x1224). Таким образом для представленных параметров системы $\Delta_{\text{Abbe}}=13.4$ мкм, что в 38 раз больше размера расчетного пикселя Δ_C .

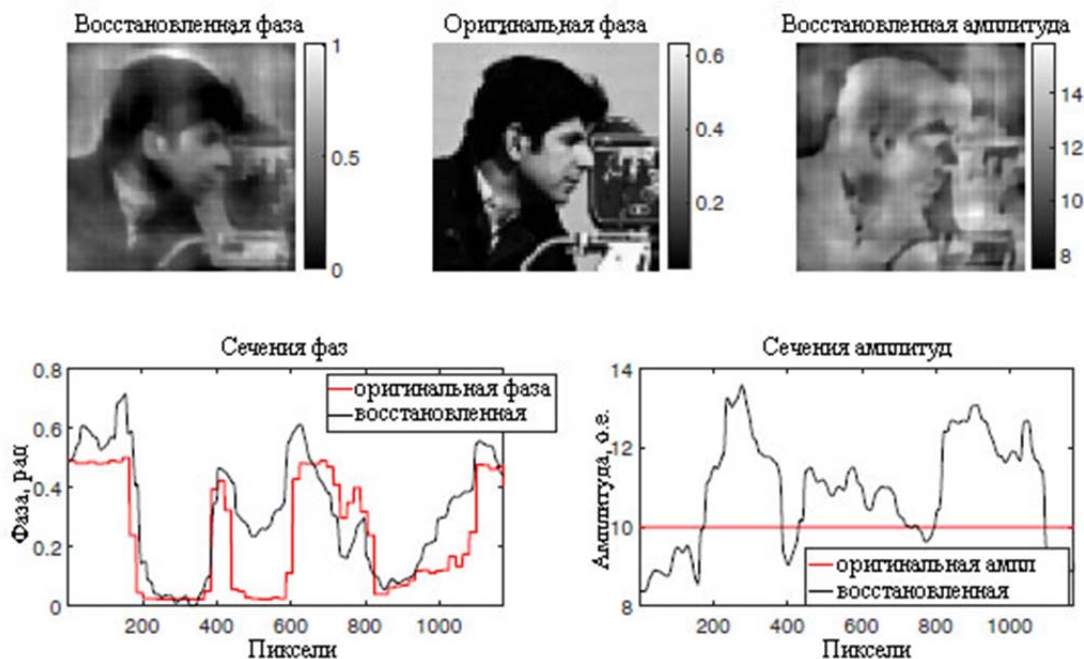


Рис. 2 Результат восстановления. Верхний ряд: восстановленный волновой фронт фаза и амплитуда, левое и правое изображения соответственно; по центру оригинальная фаза, поданная на пространственный модулятор света. Нижний ряд: продольные сечения фаз (слева) и амплитуд (справа)

Результаты работы опубликованы в [4].

Работа выполнена при поддержке правительства Российской Федерации, грант 3.1893.2017/4.6 и программы Горизонт 2020 (687328 - HOLO).

1. I. A. Shevkunov, N. S. Balbekin, N. V. Petrov, *Proc. SPIE*. **9271**. 927128 (2014).
2. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed. Roberts & Company, (2005).
3. K. Dabov, A. Foi, V. Katkovnik, and K. Egiazarian, *IEEE Trans. Image Process.* **16**, 2080–2095 (2007).
4. V. Katkovnik, I. Shevkunov, N. V. Petrov, and K. Egiazarian, *Optica*, **4**, 786 (2017).

ПЬЕЗОАКТЮАТОРЫ ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

Карев П.В.

ООО «Промышленная метрология»

Санкт-Петербург, Россия

В системах адаптивной оптики для космической и лазерной техники используются пьезоактюаторы. В системах фокусировки, системах слежения и наведения, системах микросканирования и в угловых дефлекторах для перемещения и наклона линз и зеркал используются электромеханические преобразователи на основе пьезоактюаторов.

Для опто-электронных систем ДЗЗ требуется, чтобы приводы были компактными, динамичными, точными и обладали хорошей повторяемостью. Пьезоэлектрические актюаторы с интегрированным рычажным механизмом АРА® (сокращение от «Amplified Piezoelectric Actuator») обладают привлекательными свойствами для применения в космосе (Рис. 1).

Используя ноу-хау в области интеграции тензорезисторов и новое оборудование, компании CEDRAT TECHNOLOGIES удалось продемонстрировать долгосрочную способность пьезомеханизма с интегрированными тензодатчиками достигать нанометровую стабильность положения. Достижимая точность позиционирования может измеряться нанометрами и быть ограниченной только шумами электроники. Эта технология открывает новые возможности для промышленной, авиационной и космической техники.

Пьезомеханизмы для высоконадежных применений должны обладать малыми габаритами, быть высокоточными и обеспечивать работу в динамике. Под динамикой понимается не только возможность работы с высокой частотой переключения, но и возможность выдерживать вибрации при выводе на орбиту без дополнительных креплений полезной нагрузки.

Проблема стабильности параметров пьезоматериалов занимает особое место при разработке и эксплуатации пьезодвигателей. Изменение температуры, влажности и давления оказывает влияние на стабильность параметров. В производственных условиях воспроизводимость свойств керамики в большей степени зависит от химического состава и качества исходного материала. [1-3] На данный момент в мире отсутствует единая система классификации пьезокерамики и актуален вопрос классификации пьезоактюаторов для применения в космосе.

Электромагнитные двигатели зачастую обладают значительной инерцией и для систем микросканирования и угловых дефлекторов не могут обеспечить требуемую частоту переключения. Даже если на электромагнитных двигателях обеспечивается требуемая частота работы углового дефлектора, то такая конструкция, вероятно, будет достаточно крупногабаритной. Решения на базе пьезо механизмов обычно в 3-5 раз легче, чем решение на базе электромагнитных катушек.

Для решения задачи микро-перемещений в компактных габаритах с частотой работы системы до кГц и с точностью до нанометров по заказу Французского Космического Агентства были разработаны пьезоэлектрические актюаторы с интегрированным рычажным усилителем перемещения АРА® (сокращение от «Amplified Piezoelectric Actuator»). Пьезоактюатор АРА® состоит из многослойной пьезокерамики и внешнего металлического корпуса, выполненного в форме эллипса (Рис. 1). АРА® являются сжимающими пьезоактюаторами. Рабочей осью является малая ось корпуса пьезоактюатора, которая сжимается при подаче напряжения на пьезокерамику.

Эллиптический корпус пьезоактюатора АРА® решает несколько задач, некоторые из них: обеспечение оптимальной механической преднагрузки многослойной пьезокерамики для наиболее эффективной работы в динамическом режиме; обеспечение увеличения хода пьезоактюатора за счет действия рычага; обеспечение возможности выдерживать большие перпендикулярные нагрузки и крутящие моменты; обеспечение механического интерфейса для крепления пьезокерамики и полезной нагрузки.

Недостатки эллиптического корпуса по сравнению с пьезоактюаторами прямого действия: уменьшение резонансной частоты; уменьшение блокирующей силы.

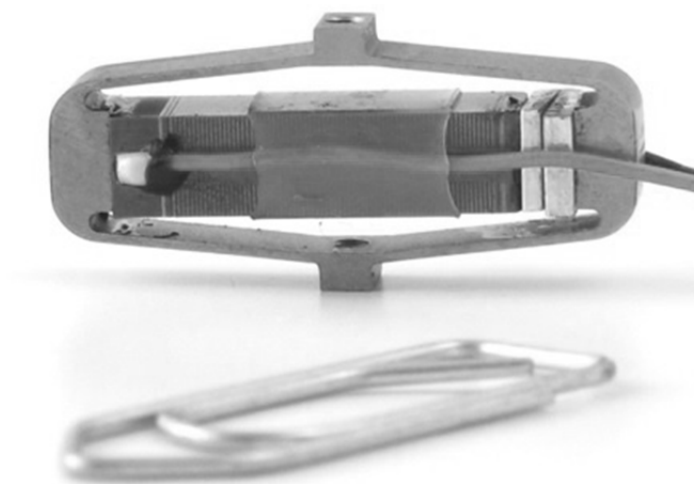


Рис. 1. Вид APA120S

Пьезокерамика способна выдерживать значительные внешние сдвливающие нагрузки (Рис. 2). Но в то же время по своим свойствам она является хрупкой при растягивающих нагрузках. Эта особенность пьезокерамики ограничивает рабочий ход в динамическом режиме. Для обеспечения более эффективной деформации пьезокерамики на высоких частотах пьезокерамику механически нагружают внешней пружиной. При оптимальном уровне механической предварительной нагрузки (преднагрузки) будет обеспечен расширенный динамический диапазон деформации пьезокерамики. Роль внешней пружины в пьезоактюаторах АРА® играет металлический корпус многослойного пьезоэлектрического актуатора.

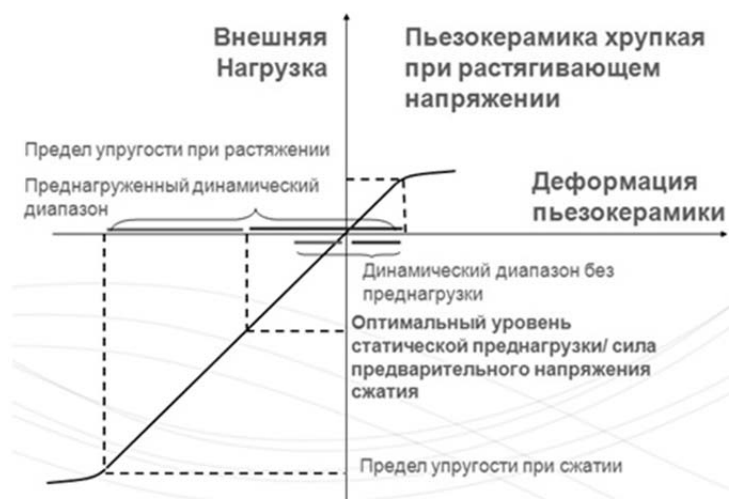


Рис. 2. Предварительное механическое напряжение пьезокерамики

Основным недостатком пьезо приводов является нелинейность, появляющаяся из-за имеющегося гистерезиса и эффекта дрейфа (крип), что требует наличия управления с обратной связью с датчиком положения. Компания CEDRAT TECHNOLOGIES обладает опытом интеграции тензометрических датчиков положения (далее – SG, сокр. от «Strain Gage»), что позволяет получать линейные пьезо механизмы, обеспечивающие высокую точность и стабильность. Тензометрические датчики применялись в космосе, в миссии ROSETTA и были выбраны для других космических программ. Бесконтактные датчики, такие как емкостные или

индукционные датчики положения хорошо известны как точные датчики, но их габариты и стоимость являются основными недостатками, особенно для многоосевых систем. При содействии Французского Космического Агентства для оценки точности позиционирования тензометрическими датчиками были проведены испытания. Был построен испытательный стенд на основе двухтактной конфигурации актюаторов PPA40M. Разработка была выполнена в соответствии с требованиями Европейского Агентства по Стандартизации в области Космической Техники. Механизм является двухконтурным. При активации обоих контуров общий ход механизма составляет около 80 мкм. Модель механизма была испытана на способность выдерживать воздействие вибраций и ударов. SG элементы были установлены на всех 4-х пакетах керамики, чтобы контролировать перемещение всех активных элементов механизма. Таким образом, SG мост состоял из 8 элементов SG, вместо обычных 4-х. Тензодатчики соединены в полную конфигурацию моста Уинстона для повышения чувствительности при одновременном ограничении теплового воздействия и ошибок, связанных с нелинейностью. Испытательный стенд был сделан на основе высокоточного лазерного интерферометра, который использовался в качестве опорного датчика положения. Стенд испытывался в термовакуумной камере. Изменения температуры, наблюдаемые на стенде или пьезо-механизме не превышали $\pm 0,15$ °C.

Результаты (Рис. 3) показали, что механизм имеет возможность удерживать собственное стабильное положение в нанометровом диапазоне. Среднее изменение положения остается в пределах менее ± 5 нм от исходного положения.

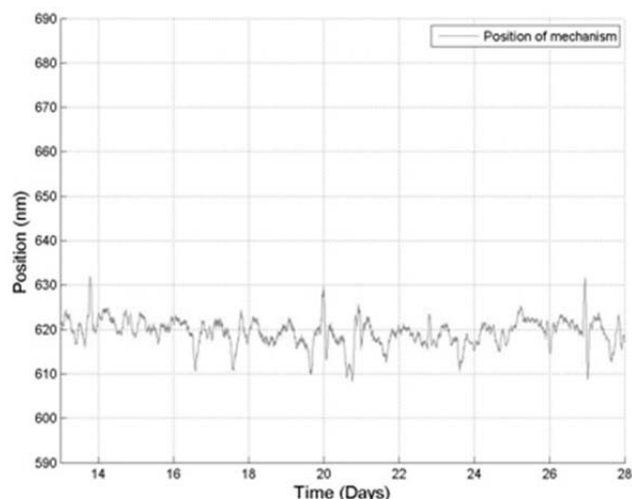


Рис. 3. Стабильность положения в течение 2-х недель

На данный момент в мире не существует единой системы классификации пьезокерамики. Поэтому для применения в космосе производитель CEDRAT TECHNOLOGIES использует методику испытания 28 пьезоактюаторов из одной партии для квалификации 1 пьезоактюатора.

Пьезоактюаторы АРА с интегрированным рычажным усилителем перемещения были использованы в летном применении в трехосевом сканирующем механизме для ROSETA/MIDAS. ROSETTA – первая миссия, программа которой предусматривает не только дистанционное изучение, но и посадку в 2014 году на изучаемую комету Чурюмова-Герасименко. MIDAS (сокращение от «MICRO-IMAGING DUST ANALIS SYSTEM») - атомный силовой микроскоп высокого разрешения для изучения частиц пыли.

Пьезоактюаторы применяются и в других областях: микросканирование с повышенной частотой для улучшения изображения матрицы; высокоскоростная работа пьезоэлектрических шторок в синхротронах; угловые дефлекторы (сканирующие зеркала).

Пьезомеханизмы широко применяются в качестве электромеханических преобразователей для высоконадежных применений. Для обеспечения надежной работы пьезокерамики в динамическом режиме требуется обеспечить оптимальную преднагрузку пьезокерамики с помощью внешней механической пружины. Разработанные пьезомеханизмы не требуют никаких дополнительных фиксирующих устройств при выводе на орбиту: механизм микросканирования и сканирующее зеркало. Развивается применение пьезо механизмов в

системах фокусировки лазерных источников лидаров. Новый тренд – применение пьезо механизмов в криогенной среде. Тензометрические датчики являются очень простыми и легкими в использовании для выполнения грубых измерений. Но для того, чтобы получить преимущества от высокой точности и высокой стабильности требуются знания в технологии их применения.

1. Исполнительные устройства и системы для микроперемещений: учебное пособие / А.А. Бобцов, В.И. Бойков, С.В.Быстров, В.В. Григорьев, П.В.Карев. – СПб.: Университет ИТМО, 2017 – 134 с.
2. Миниатюрные пьезоэлектрические механизмы для электрооптических и космических применений / R. Le Letty, F. Barillot, H. Fabbro, F. Claeysen, Ph. Guay, L. Cadiergues, Карев П.В. // г. Красногорск: Контенант - 2016. - Т. 15. - № 1. - С. 67-72
3. Nanometric Linear Piezo-Actuator with Integrated Strain Gages for High Stability Positioning / T. Porchez, F. Barillot, C. Belly / ACTUATOR 2016, 15th International Conference on New Actuators, Bremen, Germany, 13–15 June 2016

УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПЬЕЗОДВИГАТЕЛИ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

Карев П.В.

ООО «Промышленная метрология», Санкт-Петербург, Россия

Ультразвуковые пьезоэлектрические двигатели позволяют реализовывать системы оптической стабилизации для ОЭС БПЛА. Пьезоэлектрические затворы позволяют производить коррекцию неоднородности оптического поля. Рассматривается принцип действия ультразвукового двигателя L1B2, обеспечивающего высокоточное линейное и поворотное микроперемещение в малых габаритах.

Пьезоэлектрические ультразвуковые двигатели обеспечивают высокую скорость и высокую точность. Среди различных возможных конструкций линейный двигатель стоячей волны основан на сочетании первичных продольных и вторичных изгибных режимов (двигатель L1B2). Пьезодвигатели L1B2 позиционируются с повторяемостью в диапазоне десятков нанометров в режиме переменного тока и до долей нанометров в режиме постоянного тока. Далее рассматривается два семейства двигателей: HR и EDGE. Пьезодвигатели HR работают от синусоидального напряжения с рабочей частотой 39,6 кГц, обеспечивающей максимальное усилие до 4 Н на приводной элемент (при 5 Вт потребляемой мощности на элемент) и максимальную линейную скорость выше 300 мм/с. Малогабаритные пьезодвигатели EDGE применяются в оптико-электронных модулях и приводятся в действие напряжением до 11 В переменного тока, обеспечивая максимальную блокирующую силу до 0,35 Н (потребляемая мощность до 0,75 Вт) и максимальную линейную скорость выше 200 мм/с.

Т.к. эффективность электромагнитного двигателя зависит от его размера, то электромагнитные двигатели размером менее 1 см³ являются практически неэффективными. Эффективность пьезоэлектрического двигателя не изменяется с размером, что важно для применения в малогабаритных механических системах. Преимуществами небольших пьезоэлектрических ультразвуковых двигателей, по сравнению со стандартными электромагнитными двигателями такого же размера и веса, являются: высокая плотность мощности и эффективность; высокий момент на низких скоростях при малой мощности; немагнитные свойства; тихая работа; отсутствие редуктора; быстрый отклик и малое время установления, отсутствие люфта и отсутствие потребления энергии при удержании положения.

Основным принципом работы ультразвукового пьезодвигателя является передача электрической энергии в механический импульс через соединение трением гибкого вибрирующего статора с подвижной частью сборки. Возбуждается одновременная вибрация первых продольных и вторых изгибных режимов резонанса (Рис. 1а).

Режим удлинения (L1) и режим изгиба (B2) возбуждаются совместно посредством приложения переменного электрического поля. Подавая напряжение между нижним электродом и одной из пар диагонально расположенных электродов на верхней поверхности пьезоэлемента, получается изгиб и удлинение в средней плоскости пьезоэлемента. Для создания движения вибрирующий пьезоэлемент предварительно прижимается к подвижной части сборки (линейной или поворотной) с использованием задних и боковых пружин, которые подбираются таким образом, чтобы обеспечивать соответственно требуемое усилие перемещения и боковую жесткость (Рис. 1б). Пример такой конструкции показан на Рис. 1с. Выбор одной или другой пары диагонально расположенных электродов на верхней поверхности определяет направление эллиптической траектории наконечника пьезоэлемента и, следовательно, направление движения сборки. Чтобы предотвратить износ пьезоэлектрического элемента во время работы двигателя, предварительная нагрузка выполняется с помощью износостойкого твердого керамического наконечника, который крепится в центре на той поверхности балки, которая обращена к сборке (Рис. 1б). Со стороны сборки прикреплена дополнительная износостойкая лента. Линейный или поворотный тип движения определяется путем выбора линейной или поворотной сборки (Рис. 1d, e).

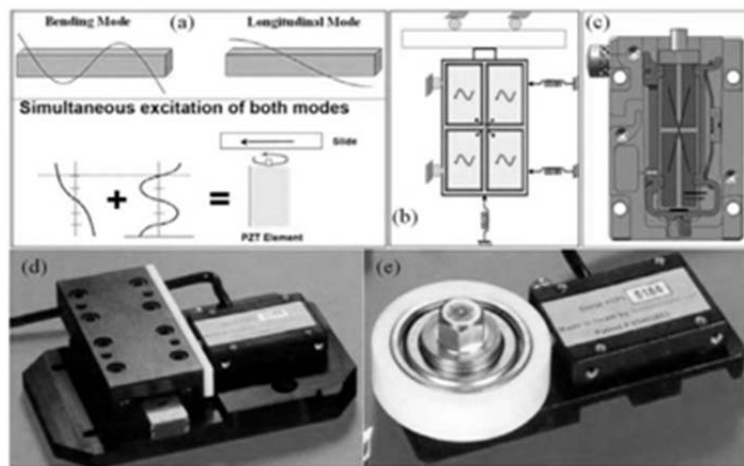


Рис. 1. Основная конструкция пьезоэлектрического ультразвукового двигателя L1B2: (а) Схематическое представление одновременного возбуждения продольного и изгибного режимов. (б) Схематическое представление предварительной нагрузки пьезоэлектрического элемента на движущуюся сборку; (с) Пример чертежа двигателя Nanomotion типа HR1, основанного на одном пьезоэлектрическом элементе L1B2 (Nanomotion HR типа), реализующем схему предварительной нагрузки элемента, которая схематически показана на (б); (д) Изображение линейной сборки, приводимой в действие двигателем Nanomotion HR1; (е) Изображение оси вращения, приводимой в действие двигателем Nanomotion HR1.

Контроллер управления двигателем подает управляющее напряжение, обычно в диапазоне от -10 В до 10 В, в усилительную цепь. В усилительно-преобразующем устройстве управляющее напряжение преобразуется в высоковольтный сигнал переменного тока, подаваемый на двигатель (Рис. 2). Компания Nanomotion разработала собственный усилитель АВ5, который уменьшает минимальное напряжения двигателя, требуемое для начала движения сборки [1] и обеспечивает линейную зависимость между командой контроллера и скоростью сборки (Рис. 2б).

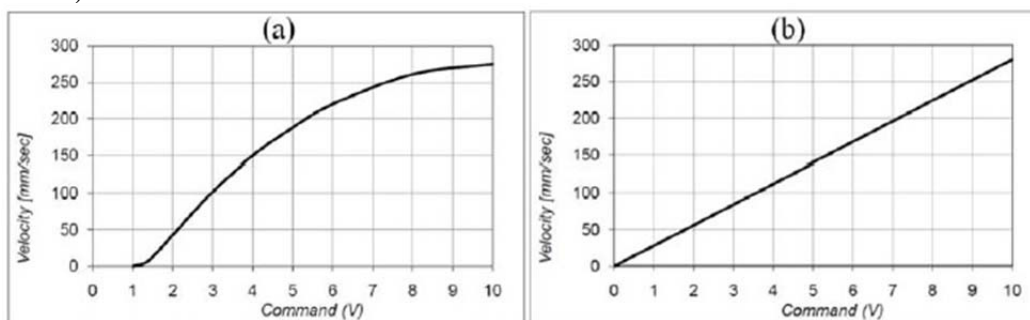


Рис. 2. Максимальная скорость линейной сборки в зависимости от управляющего напряжения контроллера, подаваемого на усилительно-преобразующее устройство. Значения приведены для двигателей L1B2 (Nanomotion HR-Type [2]), управляемых усилительно-преобразовательными устройствами Nanomotion AB1A (а) и АВ5 (б).

Сервоконтроллер ХСД использует следующие механизмы для повышения точности движения сборки: механизм смещения, обеспечивающий стартовое значение первоначальной команды для преодоления присущей мертвой зоны; механизм упреждающей регулировки нуля, уменьшающий время установления сборки и отключающий контур регулирования скорости в диапазоне от 30 до 50 мкм до целевого положения и тем самым уменьшающий скорость до того уровня, с которого сборка приближается к своему целевому положению и устраняет перерегулирование; механизм мертвой зоны, использующий внутреннее трение двигателя для предотвращения дрожания и улучшения времени установления.

В настоящее время доступны двигатели L1B2, работающие в диапазоне температур от -20 °С до 50 °С (двигатели Nanomotion HR), а с использованием специальных материалов этот диапазон может быть расширен -55 °С до 80 °С.

Пьезоэлектрические ультразвуковые двигатели, благодаря своим низким характеристикам по дегазации пьезокерамики, хорошо подходят для работы в высоком вакууме, а общий вес клеящих веществ и эластомеров в двигателе HR4-1-U-1.5 UHV составляет всего 0.14% от общей массы двигателя. Для дальнейшего повышения совместимости с вакуумом следует использовать специальные методы очистки и вакуумного обжига.

Продолжительность непрерывной работы двигателя ограничена балансом скорости генерации тепла и скорости его рассеивания в окружающую среду.

Для режима ультразвуковых колебаний достигается точность в несколько десятков нанометров. Элементы L1B2 могут использоваться и в режиме удержания приложенным постоянным напряжением в замкнутом контуре, перемещая сборку в субмикронном диапазоне.

В режиме переменного тока полукилограммовая сборка на двигателе HR8 обеспечивает повторяемость в диапазоне 50 нм при перемещении на расстояние 10 мм за время установления 90 миллисекунд.

В режиме постоянного тока сборка FB75-100-HR8, оснащенная энкодером с разрешением 0.4 нм, обеспечивает шаг 4 нм удержанием положения с точностью до 1 нм.

Поворотная сборка NM FBR 60, приводимая в действие двумя вакуумными двигателями HR2 при более, чем 42000 шагов в диапазоне углового хода 90 градусов обеспечивает стандартную ошибку положения 1 мкРад.

Использование двигателей L1B2 имеет ряд преимуществ для применения в космосе. Прямой привод двигателей L1B2 обеспечивает высокую силу/момент на низких скоростях, устраняя необходимость в редукторе (который обычно используется совместно с двигателями постоянного тока для получения высокого момента на низких скоростях), уменьшая расчетный вес, высвобождая объем и устраняя люфт. Отсутствие потребляемой мощности при удержании позиции снижает требования к питанию, в то время как низкая дегазация снижает риск загрязнения.

На Рис. 3 показан пример миниатюрной сканирующей сборки на основе L1B2 для использования в условиях низкой околоземной орбиты.

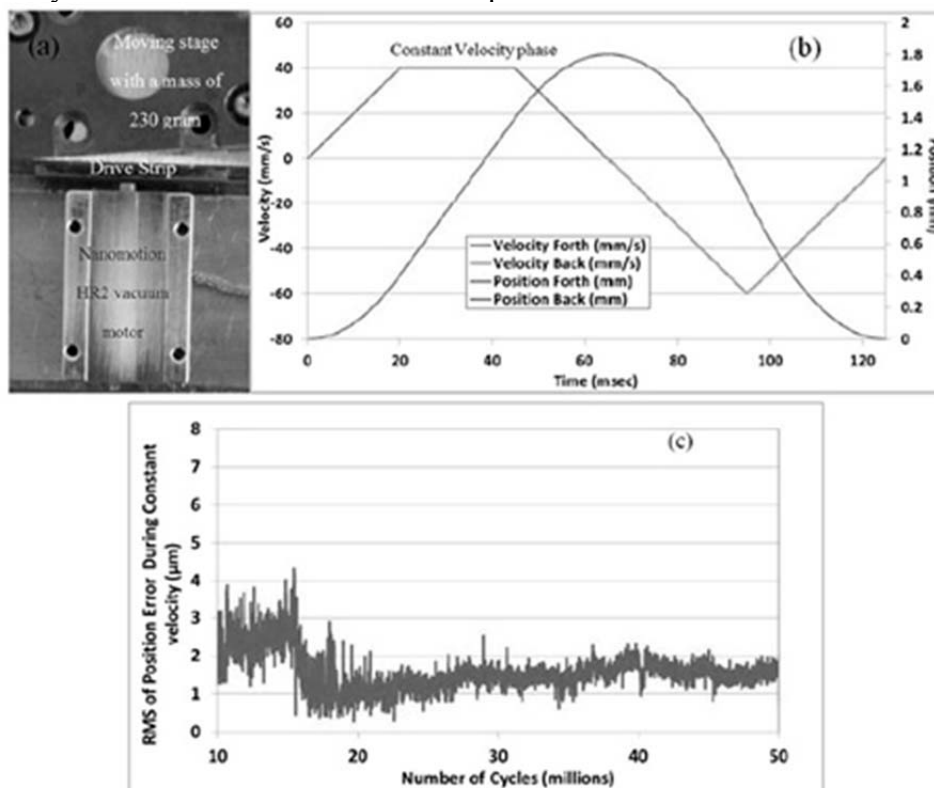


Рис. 3. Работа сканирующей сборки в вакууме: (а) Изображение установки, включающей вакуумный двигатель HR2 и линейную сборку с перемещаемой массой 230 г; (б) Профиль движения в течение одного цикла сканирования; (с) Среднеквадратическая ошибка положения, как функция количества выполненных циклов сканирования.

Используется вакуумный двигатель HR2, работающий и управляемый от усилителя со встроенным контроллером XCD [3]. Двигатель приводит в действие линейную сборку с перемещаемым весом 230 г. Система была протестирована в высоком вакууме (10^{-6} Торр) при непрерывном выполнении периодического профиля движения с частотой 8 Гц (Рис. 3b). Интенсивный рабочий цикл включает ускорения 2 м/с^2 . Средняя погрешность положения во время фазы постоянной скорости движения оставалась ниже 4 мкм в течение 50 миллионов циклов работы в вакууме (Рис. 3c). Этот тест имитирует трехлетнюю космическую операцию в высоком вакууме.

При использовании в небольших электрооптических модулях, двигатели L1B2 обеспечивают быстрое точное движения в малых габаритах, при малых весах и при низком энергопотреблении. Примеры применений: затворы для коррекции неоднородности оптического поля (Non Uniformity Correction - NUC) для неохлаждаемой ИК-камеры и лазерных приложений, - показаны на рисунках ниже. Все затворы изготовлены на двигателе типа Nanomotion EDGE, который основан на элементе L1B2 длиной 9 мм. Двигатель Nanomotion EDGE обеспечивает максимальную скорость более 200 мм/с, максимальное блокирующее усилие выше 0,35 Н при жесткости двигателя более 0,06 Н/мкм. На Рис. 4 показан пример реализации пьезоэлектрического затвора с линейным перемещением шторки. Общий вес сборки составляет 15 г, перемещаемый вес 1,5 г, площадь апертуры $14,7 \times 17,0 \text{ мм}^2$, а время открытия/закрытия 150 миллисекунд.

На Рис. 5a показан одноосевой модуль поворотной шторки, который весит всего 2 г и способен выполнять поворот на 90° менее чем за 50 миллисекунд. Двухосевой модуль, показанный на Рисунке 5b, может независимо вращать каждый из двух лепестков затвора. Вес каждого лепестка затвора около 2 г. Поворотом 60° обеспечивается за время 100 миллисекунд.

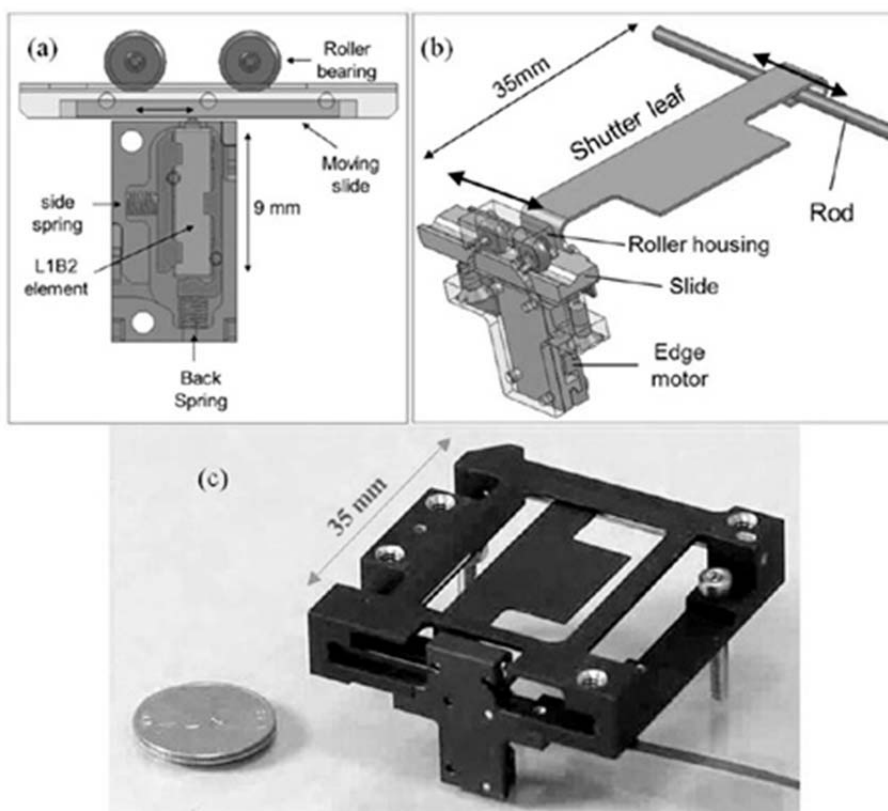


Рис. 4. Линейный затвор для коррекции неоднородности оптического поля (Non Uniformity Correction – NUC), на основе двигателя Nanomotion EDGE L1B2: (a) Схематичное изображение двигателя EDGE motor, предварительно нагруженного на приводную полосу; (b) Схематичное изображение механизма движения лепестка затвора; (c) Изображение линейного затвора для коррекции неоднородности оптического поля (Non Uniformity Correction, NUC).

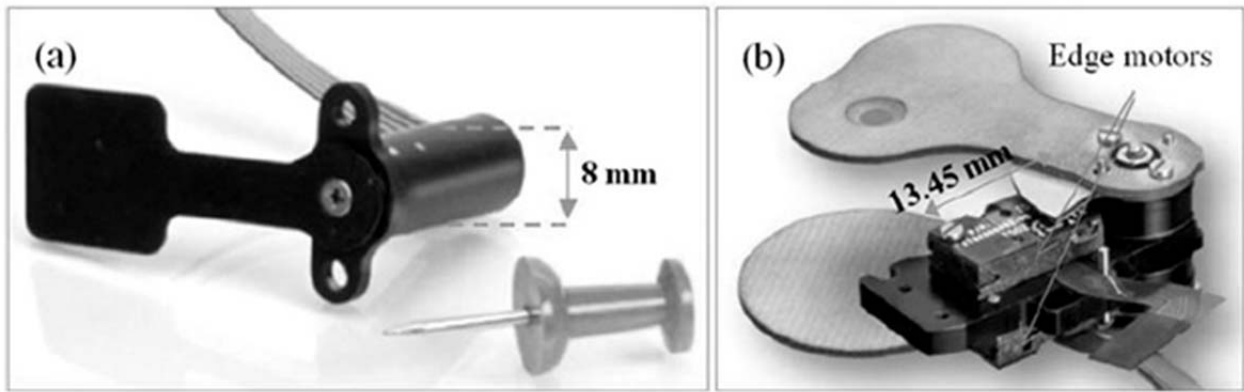


Рис. 5. (а) Изображение NUC затвора для кругового движения на основе элемента L1B2 длиной 9 мм. Длина устройства составляет 20 мм; (б) Изображение модуля затвора с двумя осями вращения.

В оптико-электронной и космической отраслях преимущества ультразвуковые двигатели L1B2, способны реализовать точное позиционирование в нанометровом диапазоне, обеспечивая высокие силы и большие динамические диапазоны регулировки скорости при высокой плотности мощности.

1. Nanomotion Ltd. AB5 and AB51 Drivers User Manual. Available online: <http://www.nanomotion.com/wp-content/uploads/2015/05/AB05458200-02-User-Manual.pdf> (accessed on 11 April 2016).

2. Nanomotion Ltd. User Manual HR Motors. Available online: <http://www.nanomotion.com/wp-content/uploads/2015/09/HR00458000-00-HR-Motor-User-Manual.pdf> (accessed on 11 April 2016).

3. User Guide XCD-HR Controller/Drivers. Available online: http://www.nanomotion.com/wp-content/uploads/2015/05/XCDH458002-00-XCD-HR-Contr-Driver-UM_.pdf (accessed on 11 April 2016).

НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ИНДУЦИРОВАННОЙ РАМАНОВСКОЙ РЕШЕТКЕ

Архипкин В.Г., Мысливец С.А.

Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

Управляемые периодические структуры представляют большой интерес для контроля световыми потоками. Такие структуры можно реализовать, например, на основе явления электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП) в поле стоячей управляющей волны [1], известные как электромагнитно индуцированные решетки поглощения [2]. В таких решетках можно получать динамически перестраиваемые запрещенные зоны [1] и управлять распространением пробного импульса [3].

Для управления светом большой интерес представляет рамановское (комбинационное) взаимодействие лазерных полей в атомных средах [4], где, в отличие от ЭИП, управляют усилением, а не поглощением. В докладе обсуждается распространение пробного светового импульса в индуцированной рамановской решетке, которая формируется при рамановском взаимодействии слабой пробной волны со стоячей волной накачки в атомной среде [5]. Решетка обусловлена периодической пространственной модуляцией рамановского усиления в поле стоячей волны накачки. Показано, что с помощью дополнительного (управляющего) поля можно контролировать как амплитуду, так и групповую скорость (от досветовой до сверхсветовой) прошедшего и отраженного пробного импульса, варьируя интенсивность управляющего поля.

Мы рассматриваем четырехуровневую атомную систему, взаимодействующую с тремя лазерными полями, распространяющимися в направлении z (Рис. 1). Стоячая волна накачки $E_p(z) = E_1 \sin(k_1 z) \exp(-i\omega_1 t)$ взаимодействует с переходом $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ с большой отстройкой δ_1 . Слабое пробное поле $E_2(z) = 1/2 E_2 \exp[-i(\omega_2 t - k_2 z)]$ ($|E_2| \ll |E_1|$) и управляющее $E_3(x) = 1/2 E_3 \exp[-i(\omega_3 t - k_3 z)]$ поле взаимодействуют с переходами $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, соответственно. При взаимодействии пробной волны с частотой ω_2 с волной накачки (частота ω_1) происходит ее усиление, когда разность частот $\omega_1 - \omega_2$ близка к частоте рамановского перехода $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$. Усиление происходит за счет перекачки энергии поля накачки в пробную волну, как при вынужденном рамановском (комбинационном) рассеянии [6].

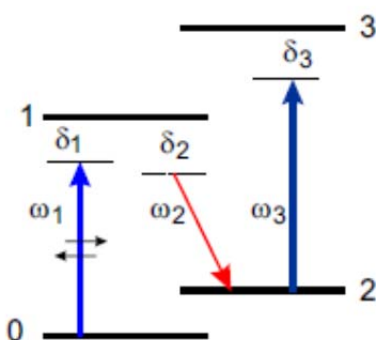


Рис. 1. Энергетическая диаграмма четырехуровневой атомной системы N-типа. ω_1 – частота стоячей волны накачки, ω_2 – частота пробного лазерного излучения и ω_3 – частота управляющего лазерного поля. δ_i ($i=1,2,3$) – однофотонные отстройки от соответствующих переходов

Рамановский коэффициент усиления пробного поля определяется мнимой частью рамановской восприимчивости $\chi_2(\omega_2)$ [6]. Для неподвижных атомов, взаимодействующих с двумя сильными полями $\chi_2(\omega_2)$ можно представить в виде [7]:

$$\chi_2(\omega_2, z) = -i\alpha_r F(\omega_2), \quad F(\omega_2) = \frac{\gamma_{12} |G_p|^2 (\Delta_{30}\Delta_{31} + |G_p|^2 - |G_3|^2)}{\Delta_1 D} \quad (1)$$

$$D = (|G_p|^2 - |G_3|^2)^2 + (\Delta_{20} |G_p|^2 + \Delta_{31} |G_3|^2) \Delta_2^* + (\Delta_{31} |G_p|^2 + \Delta_{20} G_3^2) \Delta_{30} + \Delta_{30} \Delta_{20} \Delta_{31} \Delta_2^*$$

Здесь $\alpha_r = |d_{12}|^2 N / 2\hbar\gamma_{12}$, $G_p(z) = G_1 \sin(k_1 z)$, $G_1 = E_1 d_{10} / \hbar$, $2G_3 = E_3 d_{32} / \hbar$ – частота Раби поля накачки и управляющего поля, $\Delta_1 = \gamma_{10} - i\delta_1$, $\Delta_2 = \gamma_{12} - i\delta_2$, $\Delta_3 = \gamma_{32} - i\delta_3$, $\Delta_{30} = \gamma_{30} - i\delta_{30}$, $\Delta_{31} = \gamma_{31} - i\delta_{31}$, $\delta_{1,2,3} = \omega_{1,2,3} - \omega_{10,12,32}$ – однофотонные отстройки, $\delta_1 \gg \gamma_{10}, G_1$, $\delta_2 \gg \gamma_{21}$, $\delta_{20} = \delta_1 - \delta_2$ – рамановская отстройка, $\delta_{30} = \delta_1 - \delta_2 + \delta_3$, $\delta_{31} = \delta_3 - \delta_2$, ω_{mn} , γ_{mn} и d_{mn} – частота, полуширина и матричный дипольный момент соответствующих переходов, \hbar – постоянная Планка.

Нерезонансная стоячая волна, взаимодействуя с пробной бегущей волной, приводит к периодической пространственной модуляции показателя усиления и преломления с периодом $\Lambda = \pi / k_1 = \lambda_1 / 2$. Усиление имеет место в области пучностей стоячей волны накачки, тогда как в узлах среда является прозрачной. Такую структуру называют электромагнитно индуцированной рамановской решеткой [5,8]. Благодаря пространственной модуляции, слабая пробная волна распространяется как в одномерной периодической среде: она может распространяться как в прямом направлении (прошедшая волна), так и в обратном (отраженная волна).

Используя метод связанных волн [9] для амплитудных коэффициентов пропускания t и отражения r можно получить следующие соотношения:

$$t(\omega_2) = \frac{s \cos(sL)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)} \quad (2)$$

$$r(\omega_2) = \frac{\sigma \sin(sL)}{s \cos(sL) + i(\Delta k - \alpha) \sin(sL)}$$

где $s = \sqrt{(\Delta k - \alpha)^2 - \sigma^2}$, $\alpha = 2\pi k_{20} \chi_0$, $\sigma = \pi k_{20} \chi_1$, $\Delta k = k_1 - k_2$, χ_0, χ_1 – нулевая и первая пространственные гармоники (Фурье-компоненты) восприимчивости $\chi_2(\omega_2, z)$.

Энергетические коэффициенты пропускания и отражения определяются как $T = |t(\omega_2)|^2$, $R = |r(\omega_2)|^2$.

Для численных расчетов мы используем параметры, соответствующие D1 линии атомов Na. Переход $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ соответствует сверхтонкому расщеплению основного состояния $3S_{1/2}$, $\gamma_{10} = 2\pi \cdot 10$ МГц, $\gamma_{20} = \gamma_{10}/100$, $\gamma_{10} = \gamma_{12} = \gamma_{13}$, $N = 10^{12}$ см⁻³, длина среды 5 мм.

На Рис. 2 показан типичный спектр пропускания $T(\omega_2)$ как функция рамановской отстройки δ_{20} и частоты Раби управляющего поля G_3 при фиксированных значениях однофотонной отстройки δ_1 и частоты Раби G_1 поля накачки. Видно, что спектр пропускания существенно зависит от величины управляющего поля.

Используя метод Фурье-преобразования, изучено распространение пробного гауссовского импульса, взаимодействующего с непрерывной стоячей волной накачки и управляющим полем. На Рис. 3 показан прошедший гауссовский импульс для различных частот Раби G_3 и при заданных значениях G_1 и $\delta_{2c}=0$, $\delta_3=0$ (δ_{2c} – рамановская отстройка для несущей частоты пробного импульса).

Видно, что варьируя интенсивность управляющего импульса можно контролировать не только амплитуду прошедшего импульса, но и групповую задержку относительно опорного импульса. При этом групповая скорость может изменяться от досветовой, т.е. меньше скорости света в вакууме (subluminal), до сверхсветовой – больше скорости света в вакууме (superluminal). Аналогичная картина имеет место для отраженного импульса. Таким образом, индуцированная рамановская решетка может работать как полностью оптический переключатель или транзистор.

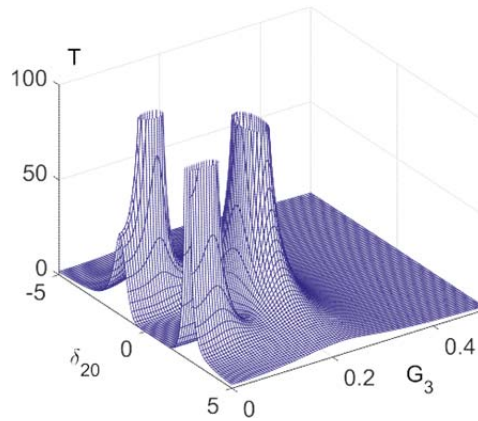


Рис. 2. Спектр пропускания $T(\omega_2)$ как функция отстройки δ_{20} (в единицах γ_{20}) и частоты Раби управляющего поля G_3 (в единицах γ_{10}). $G_1=0.8$, $\delta_1=-100$ (в единицах γ_{10}), $\delta_3=0$

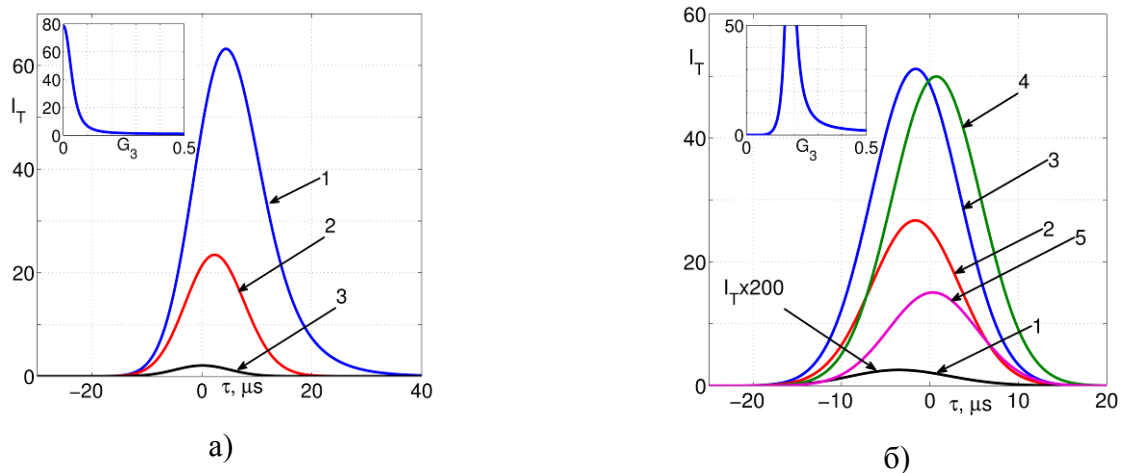


Рис. 3. Прошедший пробный импульс I_T для различных значениях G_1 и $\delta_{2c}=0$, $\delta_3=0$:
 (а) $G_1 = 0.36$, 1 – $G_3 = 0$, 2 – $G_3 = 0.05$, 3 – $G_3 = 0.2$. (б) $G_1 = 0.8$, 1 – $G_3 = 0$, 2 – $G_3 = 0.15$, 3 – $G_3 = 0.16$, 4 – $G_3 = 0.21$, 5 – $G_3 = 0.25$. На вставках показано пропускание T как функция частоты Раби управляющего поля

В заключении отметим, что такое контролируемое пропускание и отражение может представлять интерес для оптического переключения и линий задержки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15–02–03959).

1. 1. Wu J.–H., Raczynski A., Zaremba J., et. al. // J. Mod. Opt. 2009. V. 56. P. 768.
2. 2. Brown A.W., Xiao M. // Opt. Letts. 2005. V. 30. P. 699.
3. 3. Архипкин В.Г., Мысливец С.А., Панкин П.С. // Ученые записки физического факультета. 2016. Т. 5. 165103.
4. 4. Jiang K. J., Deng L., Payne M. G. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76. P. 033819.
5. Arkhipkin V. G., Myslivets S. A. // Opt. Lett. 2014. V.39. P.3223.
6. 5. Boyd R.V. "Nonlinear Optics" Academic Press, 1992.
7. Arkhipkin V. G., Myslivets S. A. // J Opt. 2017. V.39. P.3223.
8. 6. Arkhipkin V. G., Myslivets S. A.. Coherent manipulation of the Raman-induced gratings in atomic media // Phys. Rev. A. 2016 Vol. 93. 013810-1–013810-6.
9. Карпов С.Ю., Столяров С.Н. // УФН. 1993. Т. 163. С. 64.

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ С СИНГУЛЯРНОСТЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Рыжиков П.С., Григорьев К.С., Макаров В.А.

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

Получены и исследованы аналитические выражения для пучка третьей гармоники, сгенерированного в изотропной среде пучком с сингулярностью поляризации с различными значениями топологического заряда.

Влияние поляризации основного излучения на эффективность генерации третьей гармоники в изотропной среде было теоретически и экспериментально изучено почти полвека назад [1]. В частности, было показано, что сигнал на утроенной частоте полностью исчезает в случае круговой поляризации основного излучения. Результаты работы [1] были получены в приближении плоских волн, не позволяющем учесть пространственную неоднородность реальных лазерных пучков. В последние десятилетия наблюдается возрастающий интерес к использованию пучков с заданным неоднородным распределением интенсивности и поляризации для различных задач нелинейной спектроскопии. В связи с этим возникает потребность теоретического описания динамики нелинейно-оптических процессов с учётом изменения профилей взаимодействующих пучков. Среди них можно выделить важный класс так называемых сингулярных пучков, эллиптическая поляризация которых вырождается в круговую в отдельно взятых точках их поперечных сечений. Эти точки, называемые сингулярностями поляризации (С-точками), различают по знаку топологического заряда, который равен числу оборотов эллипса поляризации, сосчитанному при обходе точки вдоль малого замкнутого контура [2]. Настоящая работа посвящена теоретическому описанию генерации третьей гармоники в изотропной среде в том случае, когда пучок основного излучения является сингулярным.

Электрическое поле сигнального пучка на утроенной частоте было найдено в квадратурах и численно исследовано в широком диапазоне параметров пучка основного излучения и среды. Пучок третьей гармоники поляризован неоднородно и содержит поляризационную сингулярность на своей оси. Ее топологический заряд и направление вращения поляризации противоположны топологическому заряду и вращению поляризации С-точки в пучке основного излучения. Помимо этого, пучок третьей гармоники содержит еще две С-точки, лежащие симметрично относительно его оси и имеющие тот же топологический заряд и направление вращения поляризации, что и сингулярность в пучке на основной частоте. При невыполнении условий фазового синхронизма траектории этих точек становятся спиралевидными, причем направление винта спирали зависит как от знака топологического заряда С-точек, так и от знака расстройки волновых векторов, а шаг спирали тем короче, чем больше абсолютное значение расстройки.

1. P.P. Bey, J.F. Giuliani, H. Rabin, *Phys.Lett. A*, 26, 128-129, (1968)
2. J.F. Nye, *Proc. R. Soc.London A*, 389, 279-290, (1983)

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В ПАРАХ АТОМОВ РУБИДИЯ В ПОЛЕ СИЛЬНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Коршок И.К., Пулькин С.А., Иванова А.В., Балабас М.В.,
Уварова С.В., Шевцов В.С., Калиничев А.А., Савельева С.В.,
Венедиктов Д.В.

Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия

Проведены спектральные, временные, интерферометрические исследования восприимчивости атомов рубидия в сильном поле излучения импульсного фемтосекундного лазера. Накачка в ближней ИК области приводит к появлению узконаправленного когерентного излучения в синей области спектра. Численное моделирование для пятиуровневой системы подтверждает роль нелинейного интерференционного эффекта.

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований спектра поляризации и восприимчивости атомов рубидия в поле сильных импульсов генерации фемтосекундного лазера. Длительность импульса генерации составляет ~ 100 фс, при этом интенсивность импульсов такова, что за время импульса укладывается одно или несколько колебаний частоты Раби. Если площадь импульса равна или кратна $\pi/2$, то на резонансном переходе 1 – 2 ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$) (Рис. 1) создается инверсия и при фокусировке излучения на центр кюветы наблюдается узконаправленное когерентное излучение. На верхнем переходе 2 – 3 ($5^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$) также возникает когерентное излучение. Во временной зависимости интенсивности излучения при площади импульса $\pi/2$ возникает узкий короткий пик интенсивности. Если площадь импульса меньше или больше $\frac{\pi}{2}(2n + 1)$ (n – целое число), на излучающем переходе наблюдается свечение, затухающее с временем жизни уровня. Когерентное узконаправленное излучение коллинеарно с накачкой на резонансном переходе 1 – 2 ($\lambda = 780$ нм, $\lambda = 795$ нм), оно наблюдается вплоть до концентраций $\sim 10^9$ см $^{-3}$, количество поглощающих атомов в перетяжке гауссова пучка составляет $\sim 10^7$ атомов.

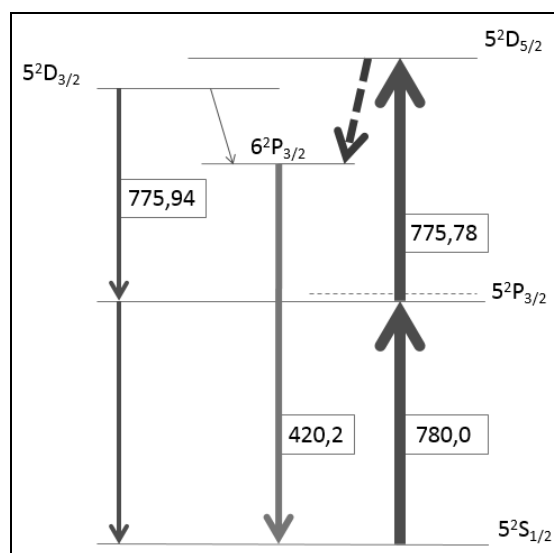


Рис. 1. Схема исследуемых уровней атома рубидия; широкие стрелки – излучение накачки на двухфотонном переходе; светлая стрелка – переход, где наблюдается генерация узкополосного когерентного излучения; пунктирная стрелка указывает переход, на котором действует связывающее поле

Когерентное узконаправленное излучение наблюдается на переходах в синей области спектра (420,2 нм – переход 4 – 1 ($6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$) и 421,6 нм). Появление этого излучения объясняется нами как проявление нелинейного интерференционного эффекта [1]. Временной ход интенсивностей излучения на переходе 4 – 1 (420 нм) изображен на Рис. 2.

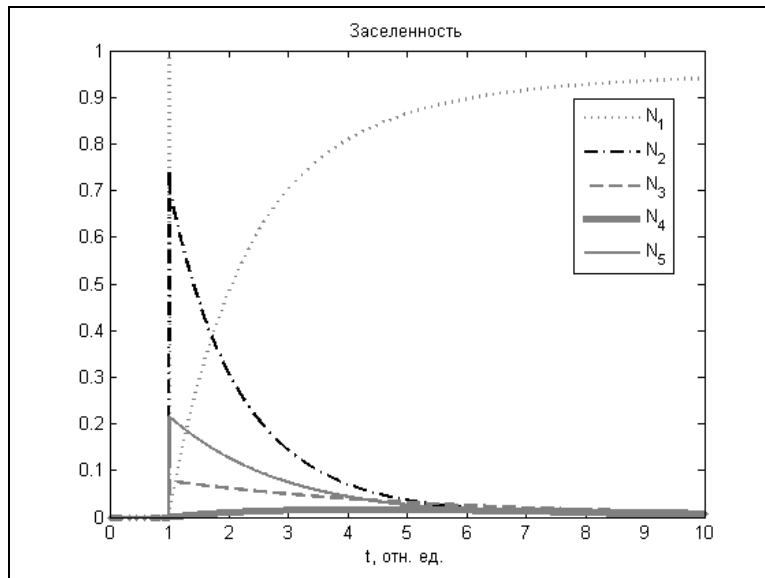


Рис. 2. Заселенность уровней

На переходе $3 - 4$ ($5^2D_{5/2} - 6^2P_{3/2}$) ($\lambda \sim 5$ мкм) действует связывающее поле. В эксперименте импульс накачки имеет спектральную ширину ~ 7 нм, и он перекрывает по спектру 2 перехода: $2 - 3$ и $5 - 2$, близких по величине. Нелинейный интерференционный эффект проявляется в том, что создается интерференция состояний $2 - 4$ ($5^2P_{3/2} - 6^2P_{3/2}$) при наличии связывающего поля на переходе $3 - 4$. В этом случае в матричном элементе ρ_{41} , на котором наблюдается излучение на длине волны 420 нм присутствует интерференционный член $V_{12}\rho_{24}$.

На Рис. 3. показана временная зависимость интенсивности излучения на длине волны 420 нм. Константа затухания спонтанного распада $\gamma_{21} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ соответствует $\gamma_{21} = 1$ в относительных единицах.

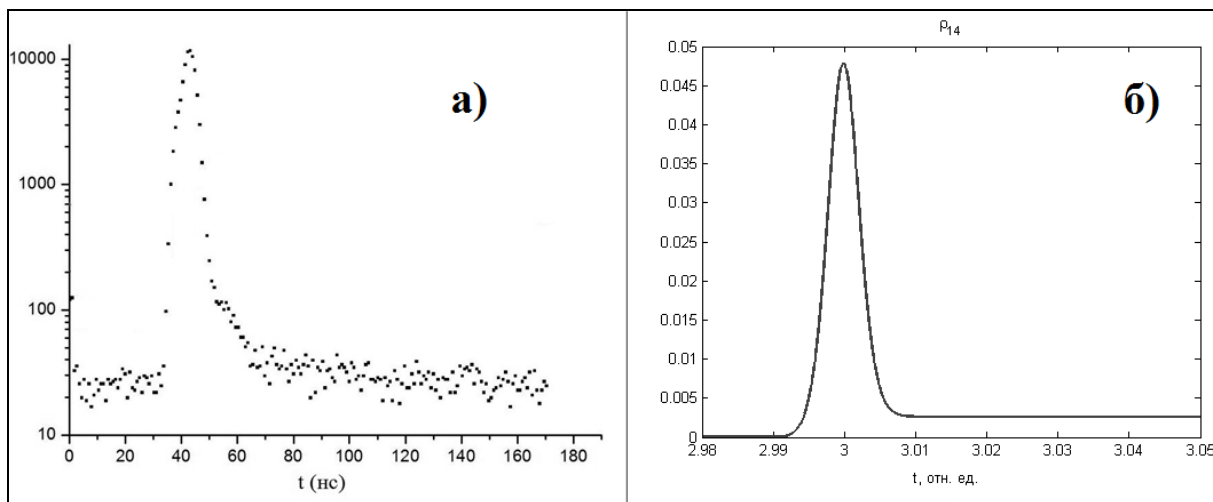


Рис. 3. Зависимость от времени интенсивности излучения ($\lambda = 420$ нм): а) эксперимент; б) результат численного моделирования

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают экспериментальные результаты. Результаты работы можно использовать при создании источников когерентного излучения в областях спектра, где создание лазеров невозможно.

Работа выполнена в ресурсном центре «Оптические и лазерные методы исследования вещества» Научного парка Санкт-Петербургского Государственного университета.

1. Papademetriou J, Pentaris D., Efthimiopoulos T. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2017. Vol. 50. P. 125401

ФИЛАМЕНТАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

Чкалов Р.В., Тарасова М.А., Хорьков К.С., Кочуев Д.А.

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,
Владимир, Россия

В докладе приведены результаты экспериментальных исследований филаментации фемтосекундного лазерного излучения в прозрачной среде. Представлены схемы регистрации плазменных каналов филаментов, конической эмиссии, пространственного распределения интенсивности излучения, приведены результаты лазерного воздействия в режиме множественной филаментации на образцы.

Возможность использования дисперсионных свойств сред для управления пространственно-временным распределением интенсивности импульса и его спектральными параметрами в процессе нелинейного взаимодействия со средой, представляет большой интерес для фундаментальных и прикладных аспектов современной нелинейной оптики [1-3].

Импульсное излучение, пиковая мощность которого в десятки и более раз превышает критическую мощность самофокусировки, формирует множество филаментов. Это является неизбежным следствием пространственно-модуляционной неустойчивости интенсивного светового поля в среде с кубической нелинейностью [4].

В экспериментальных схемах (Рис. 1) использовались две фемтосекундные лазерные системы: Ti:Sapphire-лазерная система, имеющая следующие параметры: длина волны 800 нм, длительность импульса излучения 50 фс, частота повторения импульсов 1 кГц, энергия в импульсе 1 мДж; Yb:KGW-лазерная система, имеющая следующие параметры: длина волны 1030 нм, длительность импульса излучения 280 фс, частота повторения импульсов 10 кГц, энергия в импульсе 150 мкДж.

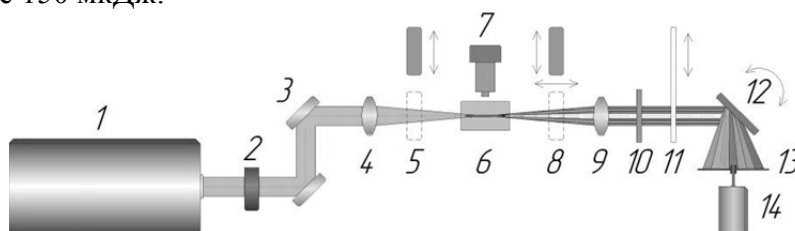


Рис. 1. Геометрия эксперимента: 1 – источник лазерного излучения, 2 – поляризационный ослабитель, 3 – перископ, 4 – фокусирующая линза, 5 – измеритель мощности, 6 – свободное место/образец (стеклянная пластина), 7 – микроскоп с цифровой камерой, 8 – измеритель профиля поперечного пучка, 9 – щель, 10 – объектив, 11 – экран регистрации конической эмиссии, 12 – дифракционная решетка, 13 – щель, 14 – спектрометр

Наблюдение за областью перетяжки лазерного излучения производилось в режиме реального времени. Цифровой микроскоп закреплялся на координатном столике с хуз-позиционированием. Возможность перемещения микроскопа позволяло сфокусироваться в области оптического пробоя. Плазменные каналы филаментов и излучение конической эмиссии, рассеянное в образце, регистрировались через боковую грань образца [5].

На Рис. 2 представлены изображения области перетяжки излучения при разных мощностях и средах. На Рис. 2а представлены изображения области оптического пробоя воздуха в зависимости от роста мощности излучения (излучение распространяется справа налево). Стрелкой сверху указано положение геометрического фокуса линзы. Видно, что увеличение мощности импульса сопровождается удлинением светящегося образования в канале. Так же заметно, как начало области оптического пробоя, так и геометрический фокус пучка, который при увеличении мощности смещается в сторону лазерного источника, что соответствует литературным данным.

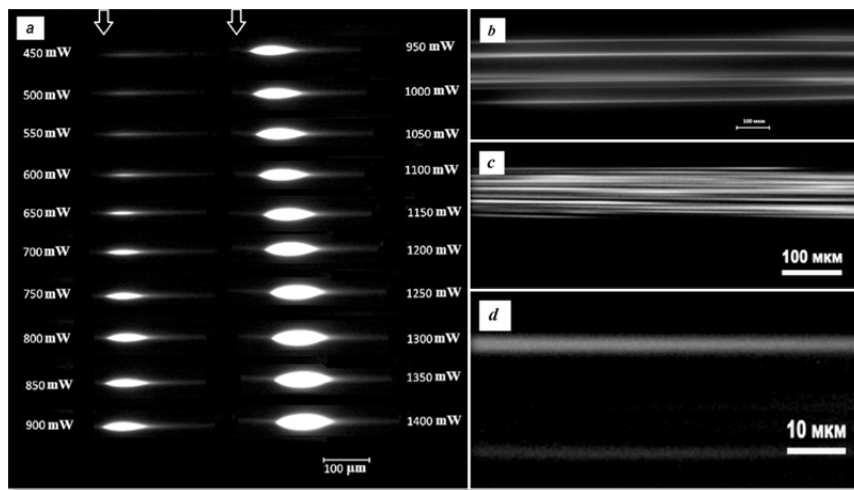


Рис. 2. Динамика изменения плазменных каналов: а) в воздухе; b-d) в стеклянном образце при различном увеличении

При превышении критической мощности в несколько раз в образце возникает множественная филаментация. На микрофотографиях, представленных на Рис. 2 b-d, видна неоднородная структура области филаментации. Плазменные каналы филаментов наблюдались в области сечением 500 мкм, в свою очередь, длина отдельного филамента может достигать нескольких сантиметров.

Распределение интенсивности прошедшего лазерного излучения через образец производилось с помощью измерителя профиля поперечного пучка, который располагался сразу после образца до коллимирующего объектива на линейном трансляторе, позволяющем перемещать измерительную головку вдоль оси распространения лазерного излучения. За счет расходимости происходит смещение локальных максимумов относительно друг друга. Это говорит о том, что образовавшиеся филаменты в объеме образца не претерпевают никаких изменений в пространстве, распространяются без изменения относительного расположения в поперечном сечении лазерного пучка на протяженные расстояния. Данное явление позволяет осуществить управляемое воздействие филаментами лазерного излучения на материалы.

Воздействие на материал филаментами лазерного излучения позволяет уменьшить размер образуемых отверстий вплоть до нескольких микрометров. Развитие методов использования нелинейных эффектов, инициируемых фемтосекундным лазерным излучением, обеспечивает реализацию новых технологий микрообработки материалов.

Проведение экспериментов при сканировании лазерным излучением по поверхности образца нержавеющей стали (SS304, состав: 70% Fe, 18% Cr, 8% Ni и др.) осуществлялось при различных скоростях (от 1 мм/с до 1000 мм/с) с помощью гальваносканатора. Обработка осуществлялась таким образом, что обеспечивалось перекрытие сфокусированного лазерного пучка (диаметр порядка 80 мкм) при каждой последующей линии сканирования. Геометрия эксперимента позволяет проводить обработку поверхности в пределах 100x100мм. После рассмотрения обработанных образцов с помощью оптического микроскопа было проведено анализ на растровом электронном микроскопе (Рис. 3), который показал, что на поверхности образцов образовались выделенные структуры в виде конусов или микроколон [6].

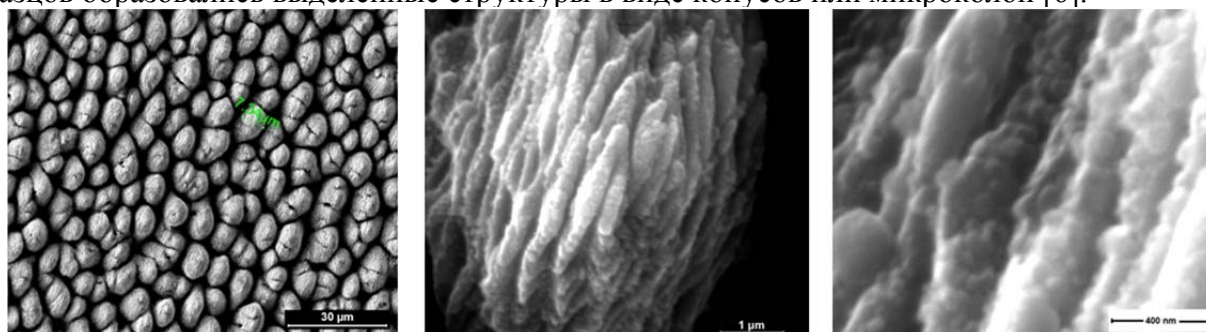


Рис. 3. РЭМ-изображения области воздействия лазерного излучения ($\lambda=800$ нм, $\tau=50$ фс, $P_{ср}=400$ мВт, $f=1$ кГц) на нержавеющую сталь (SS304).

Данные исследования могут найти применения в микрофотонике, микрообработке материалов, в том числе записи волноводных структур. Образование филаментов высокой плотности мощности в нелинейном фокусе диаметрами до нескольких микрометров является актуальной задачей лазерной микрообработки поверхностей, в том числе формирования отверстий. Лазерное перфорирование тонких металлических пластин может найти применение в фильтрующих системах, матрицах, растровых микрооптических элементах. Использование обработки фемтосекундными лазерными филаментами обеспечивает структурирование поверхности с комбинированным на микро- и наноуровне рельефом, образование оксидов основных элементов сплава, что влияет на оптические свойства материала и позволяет получить сильное поглощение в широкополосном оптическом диапазоне. Перспективна также лазерная обработка в среде специально подобранных жидкостей. В этом случае обеспечивается формирование микроструктур заданного химического состава.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ проект № 16-32-00760 мол_а.

1. Чекалин С. В., Кандидов В. П., *Успехи физ. наук*, **183**, №.2, 133-152, (2013).
2. Кандидов В. П., Шленов С. А., Косарева О. Г., *Квант. электрон.*, **39**, 205-228, №3, (2009).
3. Апецсимов Д. В. и др. *Прикл. физика.*, №.6, 14-22. (2012).
4. Кандидов В.П., Шленов С.А., Силаева Е.П., Дергачев А.А. *Оптика атмосф. и океана*, **23**, №10, 873–884, (2010).
5. Хорьков К.С., Кочуев Д.А., Абрамов Д.В. и др., *Динамика сложных систем*, **9**, №4, 23-28, (2015).
6. Khorkov K. S. et al. *Laser Optics (LO), 2016 International Conference*, R8-52-R8-52. (2016).

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ ZnSe МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ Z-СКАНА В ТГц СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Цыпкин А.Н.*, Путилин С.Э.*, Куля М.С.*, Дроздов А.А.*, Мельник М.В.*, Сиддики М. **, Чудхари С. **, Жао Дж. **, Беспалов В.Г. *, Бойд Р.В. *, Жанг К.Ч.***, Козлов С.А.*

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Институт Оптики, Университет Рочестера, Рочестер, США

Проведены прямые измерения нелинейного показателя преломления n_2 кристалла ZnSe в ТГц спектральном диапазоне, которое составило 10^{-11} см²/Вт. Был использован модифицированный метод Z-скана при максимальной интенсивности ТГц излучения $0,8 \times 10^9$ Вт/см² в сфокусированном пучке.

В последнее время достигнут большой прогресс в генерации высокоинтенсивного терагерцового (ТГц) излучения, что привело к возможности исследовать нелинейные процессы в ТГц частотном диапазоне [1]. Ключевым параметром, характеризующим нелинейный отклик материала, является нелинейный показатель преломления, обозначаемый как n_2 . Теоретически было предсказано [2], что нелинейный отклик кристаллов в ТГц диапазоне частот чрезвычайно велик вследствие сильного колебательного вклада. Косвенная оценка n_2 для ниобата лития на ТГц частотах была сделана в [3] и составила приблизительно 10^{-11} см²/Вт. По результатам наших измерений $n_2 = 4,0 \times 10^{-11}$ см²/Вт для ZnSe, что примерно на 3 порядка больше, чем значение $2,4 \times 10^{-14}$ см² / Вт для ближнего ИК диапазона [4].

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу и прямому экспериментальному измерению n_2 для кристаллического ZnSe в ТГц диапазоне частот. В этой работе мы также рассмотрим особые аспекты самовоздействия однопериодных волн в средах с заданными нелинейностями. Показано, что эффективность самофокусировки в прозрачной диспергирующей среде уменьшается, когда число колебаний во входном излучении уменьшается для параксиальных волн с несколькими периодами с таким же максимальным значением электрического поля и поперечным размером, т. е. с тем же отношением мощности излучения к критической мощности самофокусировки.

В качестве источника излучения мы использовали фемтосекундную лазерную систему Regulas 35f1k (Avesta Project, длительность импульса - 30 фс, энергия импульса - 2 мДж, частота повторения импульса - 1 кГц). Излучение было разделено на два пучка; Один пучок (накачка) использовался для генерации ТГц излучения, а другой пучок (пробный) использовался для детектирования ТГц излучения. ТГц излучение генерировалось в генераторе TERA-AX (Avesta Project), который основан на методе оптического выпрямления фемтосекундных импульсов в кристалле ниобата лития. Интенсивность THz-излучения регулировалась за счет ослабления интенсивности пучка накачки за счет использования поляризационного ослабителя. Временная (I) и спектральная (II) форма ТГц импульса, генерируемого TERA-AX, показаны на Рис. 1 (b). Спектр излучения простирался от 0,1 до 2,5 ТГц.

Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 1. ТГц импульс фокусировался и коллимировался с использованием двух линз (L1 и L2) с фокусным расстоянием 12,5 мм. Интенсивность излучения в каустике ТГц пучка составляла 8×10^8 Вт / см². Образец перемещался через область каустики ТГц пучка (ось z) с помощью линейного моторизованного транслятора. Образец ZnSe имел толщину 0,3 мм и ориентацию 100. Первоначально образец помещали на расстоянии 1,5 мм от каустики, что соответствовало режиму линейного распространения, и затем перемещался вдоль оси z через каустику ТГц пучка.

Мы измеряли амплитуду ТГц излучения с помощью электрооптического эффекта в кристалле ZnTe, который помещается между скрещенными поляризаторами. ТГц и фемтосекундный (пробный) импульсы перекрывались в пространстве и времени на кристалле ZnTe. Первоначально ТГц излучение перекрывалось, а вторая призма Глана G2

ориентировалась так, что две призмы находились в скрещенной поляризации для пробного пучка. Затем мы открывали ТГц излучение и используя линию задержки, находящуюся в пробном пучке, находили максимальную интенсивность пробного излучения (соответствующего максимуму модуля амплитуды ТГц импульса), которое проходит через скрещенные поляризаторы и фиксированное положение задержки и, следовательно, положение ТГц импульса относительно пробного импульса.

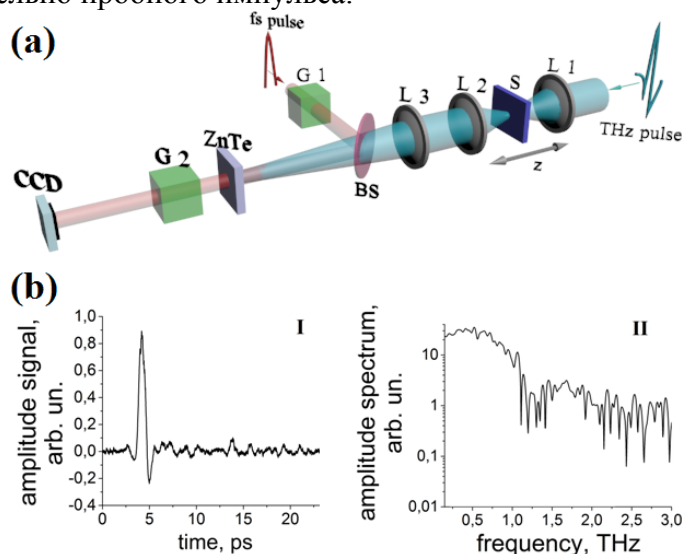


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а). Временная (I) и спектральная (II) форма ТГц импульса генерируемого генератором TERA-AX (б). (*L1, L2, L3* - ТГц линзы; *S* - образец; *BS* - светоделитель; *G1, G2* - поляризаторы (призмы Глана); *CCD* – ПЗС матрица)

Затем, как и в обычном методе Z-скана, мы перемещали кристалл ZnSe вдоль оси *z*. В отличие от классического метода Z-скана, в котором измеряется изменение энергии в центральной части пучка, мы фиксируем значение изменения интенсивности пробного пучка на ПЗС камере в области максимума модуля амплитуды ТГц импульса. Обработка изображений с ПЗС камеры выполняется следующим образом - мы выбираем область вблизи максимума изображения, суммируем сигнал пикселей входящих в эту область, и принимаем это значение как модуль амплитуды ТГц сигнала относительно оси *z*.

Кривые Z-скана для различной интенсивности ТГц излучения представлены на Рис. 2. Вертикальная ось дает максимальную интенсивность пробного фемтосекундного излучения после прохождения через скрещенные поляризаторы, окружающие электрооптический кристалл. Как видно из Рис. 2, перемещение кристалла ZnSe вдоль оси *z* приводит к изменению измеренной интенсивности, характерной для всех измерений Z-скана. Поэтому мы используем стандартные формулы [5] для измерений Z-скана для оценки нелинейного показателя преломления.

По результатам наших измерений $n_2 = 4.0 \pm 2.5 \times 10^{-11} \text{ см}^2 / \text{Вт}$.

Мы получили чрезвычайно большое значение коэффициента n_2 для кристаллического ZnSe в ТГц спектральной области. Это значение на порядки больше, чем у типичных материалов, измеренных на оптических частотах. Наши результаты согласуются с предсказанием недавней теоретической модели [2], которая предсказывает появление ТГц нелинейностей в кристаллах колебательному отклику, который на порядки больше, чем типичные электронные отклики.

В измеренном значении $n_2 = 4.0 \pm 2.5 \times 10^{-11} \text{ см}^2 / \text{Вт}$ имеется большая погрешность. Мы полагаем, что ошибка в значительной степени является методологической, в результате, например, изменений в интенсивности лазерной системы от импульса к импульсу.

При оценке n_2 мы использовали формулу для квазимонохроматического излучения [5], хотя наш ТГц импульс имел всего несколько колебаний. Известно, что характер нелинейных эффектов существенно изменяется с уменьшением числа колебаний в импульсе [5]. В настоящее время мы изучаем влияние длительности импульса на наши результаты. Тем не менее, наши измерения показывают, что n_2 в ТГц спектральном диапазоне на 3 порядка больше, чем значение для ближнего ИК диапазона.

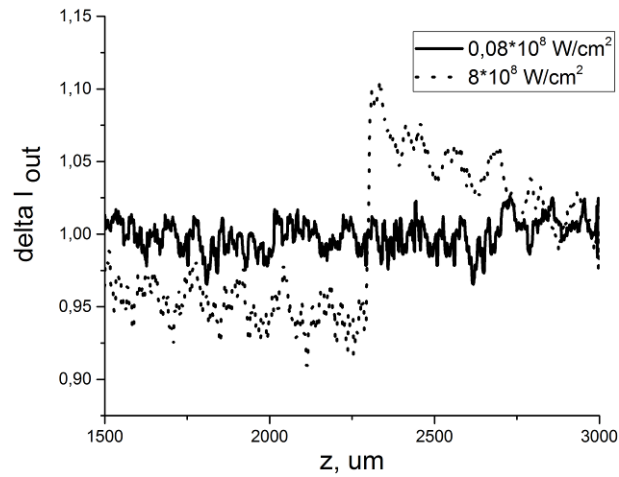


Рис. 2. Кривые Z-скана для различных значений интенсивности ТГц излучения.

Полученные нами экспериментальные результаты подтверждены теоретическими расчетами. Большой нелинейный отклик имеет огромные перспективы для множества приложений ТГц нелинейной оптики.

1. D. Nicoletti, A. Cavalleri, *Advances in Optics and Photonics*, **8**, 401, (2016).
2. K. Dolgaleva, D.V. Materikina, R.W. Boyd, S.A. Kozlov, *Phys Rev. A*, **92**, 023809, (2015).
3. C.L. Korpa, T. Gy, and J. Hebling, *J. of Phys. B*, **49**, 035401, (2016).
4. M. Yin, H.P. Li, S.H. Tang, W. Ji, *Appl. Phys. B*, **70**, 587–591, (2000).
5. Y.M. Cheung, S.K. Gayen, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 636, (1994).

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО И ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ФОКУСИРОВКЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Ушаков А.А.^{*,**}, Чижов П.А.^{*}, Шипило Д.Е.^{**,*}, Андреева В.А.^{**},
Панов Н.А.^{**}, Букин В.В.^{*}, Косарева О.Г.^{**}, Гарнов С.В.^{*},
Савельев-Трофимов А.Б.^{**}

^{*}Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

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

В работе исследуется экспериментально и с помощью численного моделирования угловое и частотно-угловое распределение терагерцового излучения, получаемого при фокусировке параболическим зеркалом ($f=1'$, $4'$, $8'$) двухчастотного фемтосекундного лазерного излучения в воздух при атмосферном давлении.

Исследование процессов генерации терагерцового (ТГц) излучения при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов со средой является одним из интенсивно развивающихся направлений современной физики. Одним из распространенных методов получения ТГц-излучения с помощью фемтосекундных лазеров, является создание плазмы в газах при фокусировке двухчастотного излучения[1]. Возникновение плазмы при различных параметрах фокусировки приводит к сильному изменению в параметрах плазмы, что может приводить к сложному частотно-угловому распределению генерируемого в ней ТГц-излучения. Работа посвящена экспериментальному исследованию углового и частотно-углового распределений ТГц-излучения при фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов.

В работе использовалась лазерная система на основе кристалла титан-сапфира Coherent Elite Pro (774 нм, 2,7 мДж, 150 фс, диаметр пятна 12 мм ($1/e^2$), 1 кГц). Излучение лазера частично преобразовывалось во вторую гармонику в кристалле ВВО (I-тип, 200 мкм). Затем поляризации импульсов на основной и удвоенной частоте совмещались с помощью фазовой пластинки, которая была полуволновой для основной частоты и волновой для удвоенной (Рис. 1). Для компенсации групповой задержки между излучением на основной и второй гармониках в схему устанавливалась пластинка из кальцита, наклон которой позволял регулировать временную задержку между импульсами. Затем двухцветное излучение фокусировалось параболическим зеркалом с фокусными расстояниями 1, 2 и 4 дюйма соответственно, создавая в атмосферном воздухе плазму, которая служила источником терагерцового излучения.

Для регистрации углового распределения энергии ТГц-излучения использовалась ячейка Голея (Tudex GC-1P), установленная на расстоянии 20 см от плазмы, в случае фокусировки 1 дюймовым зеркалом и 25 см от плазмы, для остальных режимов фокусировки. Это соответствовало измерению ТГц поля в дальней зоне. Перед детектором ставилась диафрагма диаметром ~ 7 мм и тефлоновая пластинка по нормали к оси наблюдения, для устранения энергетического вклада от оптического излучения. При измерении углового распределения за нулевой угол принималось направление распространения излучения второй гармоники после плазмы. Для получения сигнала с ячейки Голея применялся синхронный детектор (Stanford research systems SR830), для этого лазерное (и, соответственно, терагерцовое) излучение модулировалось с частотой 20 Гц.

Для регистрации частотно-углового распределения применялся метод электрооптического детектирования в кристалле ZnTe (вырез $\langle 110 \rangle$, $10 \times 10 \times 0.5$ мм) (Рис. 2). Для измерения поля отщеплялся небольшой по энергии зондирующий лазерный импульс на основной гармонике, который проходил через переменную линию задержки, совмещался с ТГц-пучком на полупрозрачной пленке и совместно с ним посылался в детектирующий кристалл. Диаметр зондирующего пучка составлял ~ 1 мм.

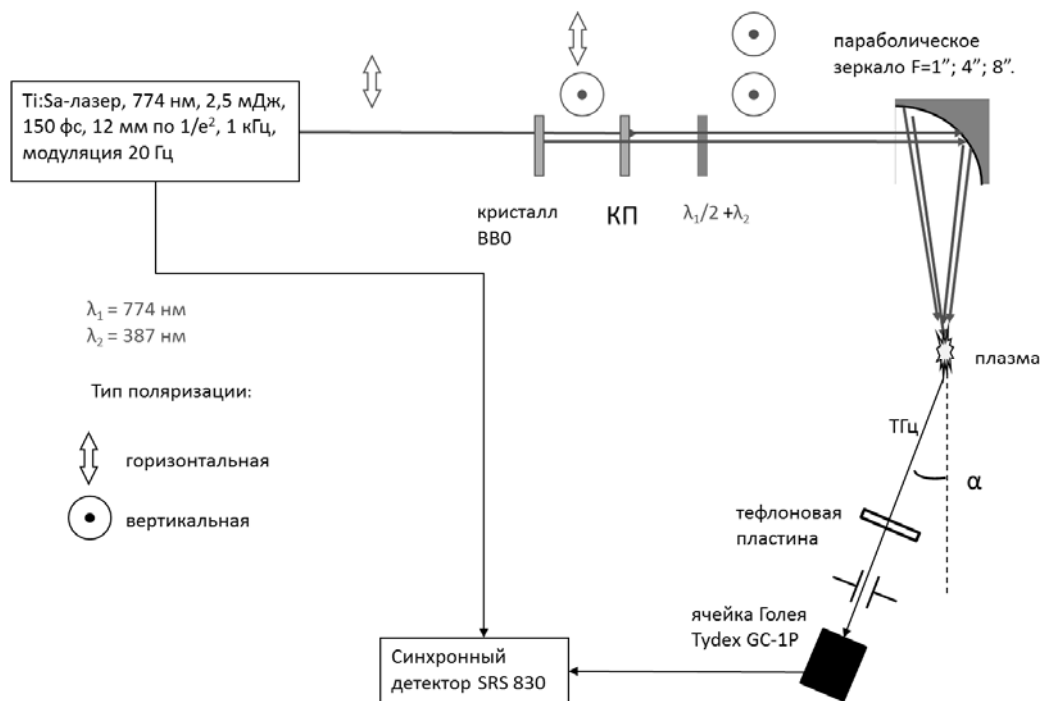


Рис. 1. Схема экспериментально установки для измерения углового распределения ТГц излучения

Для измерения деполаризации, наведенной в кристалле, применялся балансный детектор из двух фотодиодов, четверть волновой пластинки и призмы Глана. Углы наблюдения были теми же, что и в случае с измерениями ячейкой Голея. Для сопоставления ТГц-поля в разных точках измерения производилась нормировка на сигнал с фотодиода (при закрытом втором).

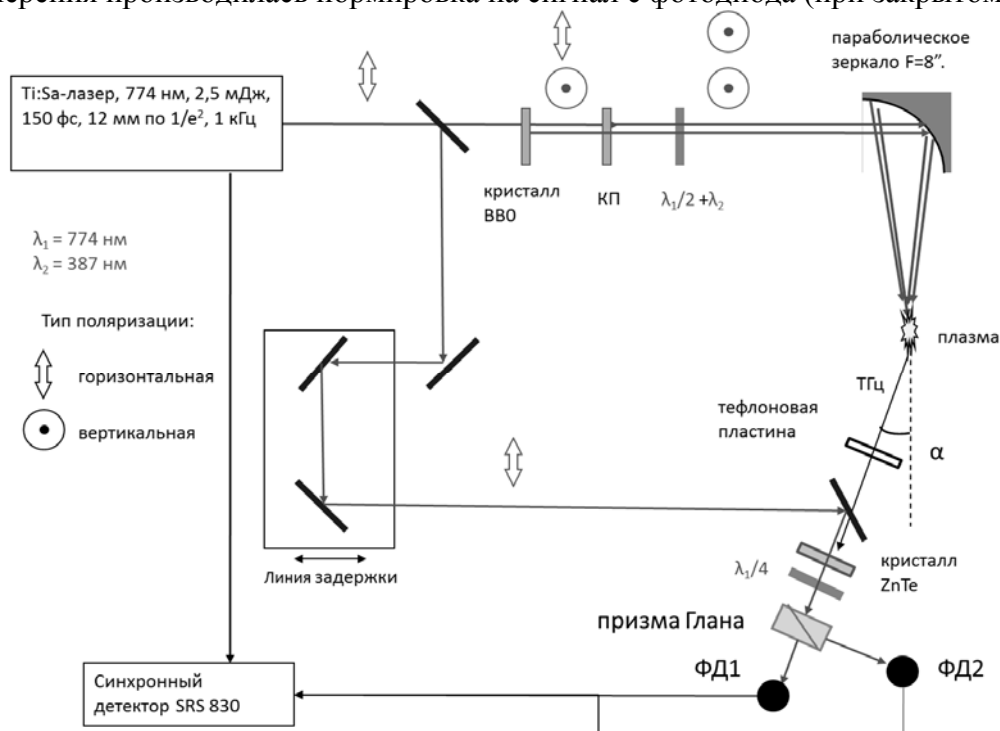


Рис. 2. Схема экспериментально установки для измерения частотно-углового распределения ТГц излучения

В результате проведенных исследований были получены угловые зависимости мощности ТГц-излучения (Рис. 3). Для случая фокусировки параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 4 дюйма можно выделить участок вблизи оси распространения лазерного излучения, где в довольно широком диапазоне углов наблюдается столообразное распределение энергии терагерцового излучения. Для других режимов фокусировки оптической накачки диаграмма направленности ТГц излучения имеет выраженный максимум, находящийся

на оптической оси, но при более жесткой фокусировке оптического излучения, ТГц излучение распространяется под большими углами (вплоть до 90 градусов).

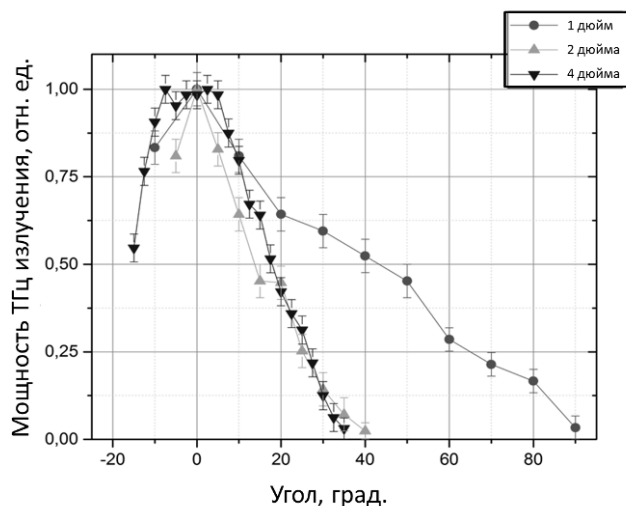


Рис. 3. Угловое распределение мощности ТГц излучения

Также экспериментально измерены временные формы электрического поля импульсного терагерцового излучения, распространяющегося под разными углами (для параболического зеркала с фокусным расстоянием 4 дюйма). При обработке этих временных форм были получены частотно-угловые зависимости (Рис. 4). Проведено сравнение с расчетными зависимостями, полученными в модели UPPE (Unidirectional pulse propagation equation) — однонаправленного распространения импульса (Рис. 5) [2]. Наблюдается качественное совпадение с экспериментальной частотно-угловой зависимостью.

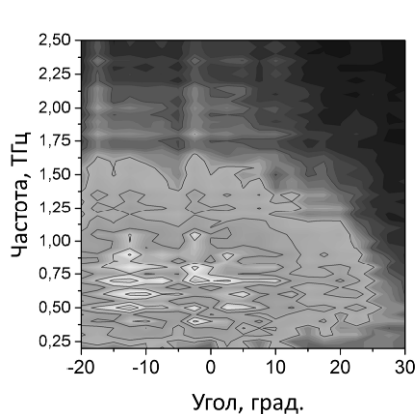


Рис. 4. Частотно-угловое распределение амплитуды ТГц поля (эксперимент)

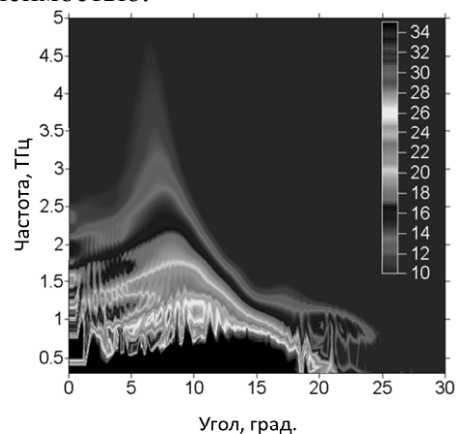


Рис. 5. Частотно-угловое распределение амплитуды ТГц поля (численное моделирование)

1. D.J. Cook, R.M. Hochstrasser, *Opt. Lett.*, **25** №16, 1210-1212, (2000).
2. V.A. Andreeva, O.G. Kosareva, N.A. Panov, D.E. Shipilo, P.M. Solyankin, M.N. Esaulkov, P. González de Alaiza Martínez, A.P. Shkurinov, V.A. Makarov, L. Bergé, S.L. Chin, *Phys. Rev. Lett.* **116** №6, 063902, (2016).

SPONTANEOUS PARAMETRIC DOWN-CONVERSION IN PLASMONIC STRUCTURES: THE MODELLING AS DIFFERENCE-FREQUENCY GENERATION WITH REALISTIC BEAMS

Ardi Loot, Vladimir Hizhnyakov*

Institute of Physics, University of Tartu
W. Ostwaldi 1, 50411, Tartu, Estonia

Plasmonic enhancement of the spontaneous parametric down-conversion is investigated. The modelling is done by the nonlinear transfer-matrix method which is extended to realistic waves. It is found that the plasmonic enhancement of the process, in addition to the field enhancement is essentially determined by the length of coherent build-up of the generated signal.

MODELLING OF SPDC AS DFG

Spontaneous parametric down-conversion (SPDC) in a nonlinear crystal is one of the main processes of generation of entangled photon pairs: pump photons split to two due to the second-order nonlinearity of the medium. However, the process of SPDC is in general very weak, the yield of SPDC is only around 10^{-12} [1].

An idea to enhance the process by plasmons is presented in Ref. [2]. It was shown, that it is possible to enhance the yield of SPDC up to 40 thousand times by usual Kretschmann configuration through field enhancement of surface plasmon polaritons (SPPs). However, only the effect of the field enhancement was estimated: no out-coupling efficiency, coherent buildup via phase-matching, effective nonlinearity or beam width effects were studied. The aim of this study is to fully model the process of SPDC in Kretschmann configuration by using nonlinear transfer-matrix method (NLTMM). It is done by approximating the process of SPDC as a difference frequency generation (DFG), where one of the input beam represents the vacuum fluctuations. The standard setup of DFG is shown in Fig.1a. Two input waves with frequencies ω_1 and ω_2 are incident from the left. The generation of difference of frequencies occurs due to the nonzero second order susceptibility $\chi^{(2)}$.

In classical optics, DFG is not possible without the second input beam. However, in quantum optics, vacuum fluctuations are always present. Clearly, the DFG is a classical analog to the SPDC process where the second input beam is replaced with a very weak fields, which represent the vacuum fluctuations. In linear optics a great method to study stratified medium is to use transfer-matrix method (TMM) [3], [4]. In order to study DFG in layered structure in similar manner an extension to the standard TMM was used, which allows to calculate any second-order nonlinear process [5].

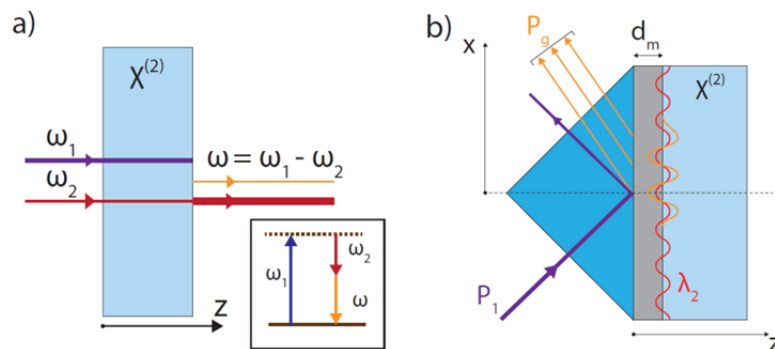


Fig. 1. a) DFG process: the frequencies of input beams are ω_1 and ω_2 . b) SPDC generation in Kretschmann configuration. P_1 and P_g are the powers of the pump and generated beams

Like standard TMM also NLTMM is limited to the calculation of infinite plane waves. In most cases, the plane waves approximate the properties of the realistic (e.g. Gaussian beam) waves very well. However, in our case we needed to expand the method for realistic waves for two main reasons. First, plasmonic structures, especially long-range SPPs, can have very narrow resonances, which cannot be efficiently excited by waves with finite dimensions. It means that in case of realistic beams only a part of the maximum enhancement is available. Secondly, in order to estimate the phase-

mismatch we need to have an access to the field profile of the coherent buildup of the DFG signal, which is not possible in the case of infinite plane wave. For those reasons, the NLTMM was extended to realistic beams with arbitrary profile. The full code of NLTMM for realistic waves is available as a Python library at GitHub github.com/ardiloot/NonlinearTMM (written in C++).

RESULTS

The simplest structure supporting SPPs is Kretschmann configuration show in Fig. 1b. It consists of high refractive index prism $n_p = 2.2$, thin ($d_m = 50$ nm) metal silver film and nonlinear crystal. The refractive index of the crystal is taken to be equal to single crystal quartz and nonlinearity is defined as $\chi_{xxx}^{(2)} = \chi_{yyy}^{(2)} = \chi_{zzz}^{(2)} = 4.4$ pm/V.

The Gaussian pump beam ($\lambda_1 = 532$ nm) is incident through prism. The angle of incidence is defined by the normalized tangential wave vector $\beta_1 = \sin(\theta_1) n_p(\lambda_1)$, the power of the beam is $P_1 = 100$ mW and the waist size of the beam is $w_0 = 1.0$ mm (see Fig. 2c).

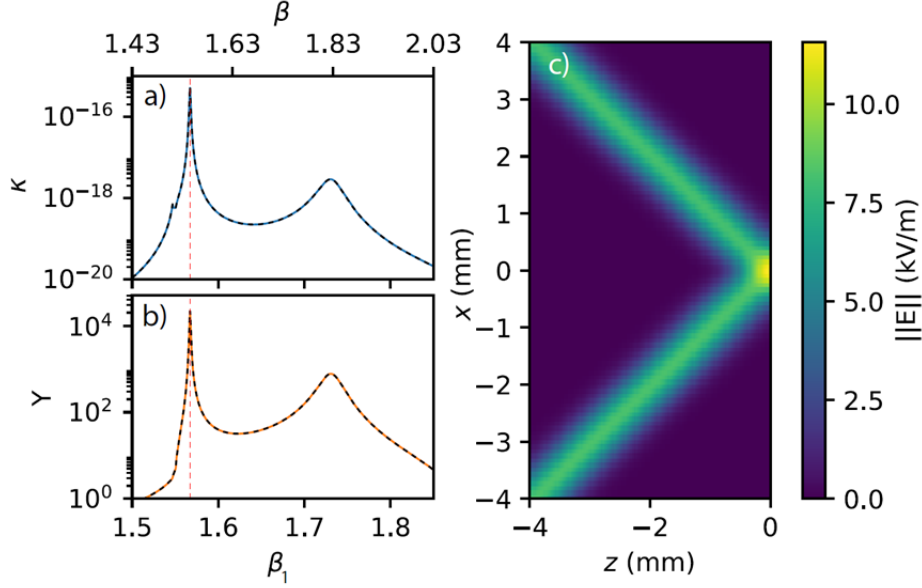


Fig. 2. The dependence of the SPP-enhanced yield κ (a) and enhancement factor Y (b) on $\beta_1 = \sin(\theta_1) n_p(\lambda_1)$. The electrical field norm of the pump beam is given in (c)

This study focus to the process in which the pump photon splits to two due to the plasmons. Such process, also studied in Ref. [2], is potentially highly enhanced, as two participating waves are plasmonically enhanced. To model such process, the second input beam is tuned to the plasmonic resonance. In current study, only equal splitting is studied, thus the wavelength of the fluctuations is fixed to $\lambda_2 = 532$ nm. The amplitude of the vacuum fluctuations are set from the knowledge, that the yield of SPDC in case of phase matched 3 mm long BBO crystal is in order of 10^{-12} [1], [6].

The results of SPP-enhanced SPDC calculations as DFG is presented Fig. 2. In Fig. 2b the total field enhancement of SPDC is shown and it is up to $Y = (\eta_1 \eta_2 \eta)^2 \approx 40 \cdot 10^3$ and accounts for field enhancement (η) of all participating fields. In Fig. 2a the yield of SPDC κ is shown and it clearly follows the same trends as the field enhancement factor Y . It means, that the enhancement of SPDC through the enhancement of plasmonic fields works really well. However, the yield itself is low in comparison to the 10^{-12} from the ordinary phase-matched SPDC. Generally speaking, reasons for low yield of SPDC might be low out-coupling of the generated plasmons (i.e generated plasmons are absorbed), non-perfect phase-matching (i.e. no coherent buildup of the signal), low effective nonlinearity or wrong dimensions of the input beam.

The calculations reveal, that the out-coupling is as high as $\eta_{oc} = 71$ % and is hardly a limiting factor. Also, the effective nonlinearity $\chi^{(2)} = 2.5$ pm/V is approximately equal to the half of the maximal value, thus is an expected result, because only part of the fields of SPP-mode is in the nonlinear medium.

The main limiting factor turns out to be the coherent buildup of the signal. Although, the real part of the phase-mismatch is zero (i.e phase is perfectly matched), it has nonzero imaginary part Im

$[\Delta k] = 7700i$ accounting to the losses. It turns out to be the main limiting factor of the generation of the signal, as the coherent buildup is limited by the distance $64 \mu\text{m}$.

CONCLUSIONS

The study focuses to the modeling of plasmon-enhanced SPDC as DFG, where one input beam represents the vacuum fluctuations. To do that, the NLTMM is extended to realistic waves and the code is made publicly available at github.com/ardiloot/NonlinearTMM. In addition to the field enhancement effect, also studied before, the out-coupling efficiency, coherent buildup via phase-matching, effective nonlinearity and beam width effects are studied. It is revealed, that the main limiting factor is the losses of SPPs which restrain the coherent buildup of the signal. The losses may be strongly reduced for long-range SPPs or dielectric modes. This allows us to conclude that the yield of the SPDC may be essentially enlarged if to use stratified media with small losses.

Acknowledgement: the research was supported by the Estonian research project IUT2-27.

1. A. Ling, A. Lamas-Linares, and C. Kurtziefer, "Absolute emission rates of spontaneous parametric down-conversion into single transverse Gaussian modes," *Physical Review A*, vol. 77, no. 043834, pp. 1–7, 2008.

2. A. Loot and V. Hizhnyakov, "Enhanced spontaneous parametric down-conversion in a metal-dielectric interface," *IEEE*, vol. 7342484, no. September, pp. 451–453, 2015.

3. F. Abeles, "Optical Properties of Thin Absorbing Films," *JOSA*, vol. 47, pp. 473–482, 1957.

4. J. Chilwell and I. Hodgkinson, "Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 1, no. 7, pp. 742–753, 1984.

5. A. Loot and V. Hizhnyakov, "Extension of standard transfer-matrix method for three-wave mixing for plasmonic structures," *Applied Physics A*, vol. 123, no. 3, p. 152, 2017.

6. D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*. Gordon and Breach Science Publishers, 1988.

ГЕНЕРАЦИЯ КЛАСТЕРНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ СВЕТА.

Королев С.Б., Тихонов К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

В работе показана возможность генерации кластерного состояния на основе смешения излучения от двух лазеров в несимметричном интерферометре Маха-Цандера. Главная особенность нашего подхода заключается в использовании субпуассоновского лазера с захватом фазы, как источника яркого сжатого света.

Несмотря на то, что проблема создания универсального квантового компьютера, заявившая о себе почти тридцать лет назад, все еще остается актуальной. Большинство посвященных этой тематике работ основаны на уже ставшем стандартным подходе, впервые предложенном еще Маниным, Бениоффом в 1969 году. Основная идея такого подхода состоит в том, что все логические операции над квантовыми состояниями совершаются с помощью унитарных преобразований на квантовых логических вентилях. Это позволяет всей системе оставаться в чистом квантовом состоянии вплоть до измерения [1].

Однако, несмотря на успехи ранних экспериментальных работ, продемонстрировавших работоспособность главных принципов теории квантовых вычислений, к настоящему моменту технологически так и не удалось решить проблему, связанную с масштабируемостью вычислений. Все реализованные на практике протоколы способны оперировать лишь с небольшим числом кубитов. Разумеется, этого недостаточно даже для того, чтобы конкурировать с классическим компьютером. В связи с этим, наряду с поиском решений проблемы масштабируемости в рамках стандартного подхода также изучаются возможные альтернативные пути.

Один из этих путей - это односторонние квантовые вычисления, использующие так называемые кластерные состояния [2-4]. Кластерные состояния относятся к многочастично перепутанным состояниям, и их генерация является весьма трудоемкой экспериментальной задачей. Однако они оказываются устойчивее к влиянию окружающей среды (декогеренции) в сравнении с состояниями Гринбергера-Хорна-Цайлингера [5], поэтому считаются более интересными с точки зрения практических приложений.

В настоящей работе рассматривается возможность генерации кластерного состояния света с помощью двух субпуассоновских лазерных источников, в каждом из которых с помощью синхронизирующего внешнего поля подавлена диффузия фаз [6]. Схема мысленного эксперимента Показан на Рис.

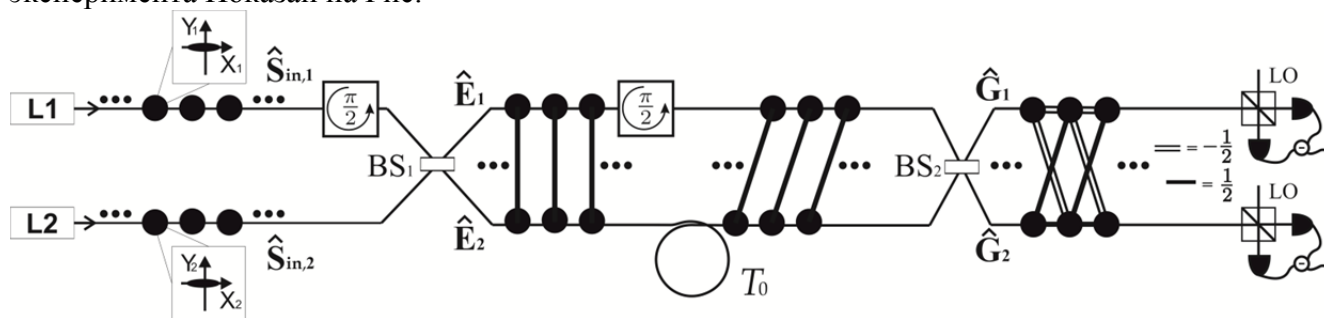


Рисунок. Схема мысленного эксперимента по генерации кластерного состояния на основе несимметричного интерферометра Маха-Цандера. Кружками до первого светоделителя BS_1 обозначены световые импульсы от источников яркого света (от синхронизированных субпуассоновских лазеров) L_1 и L_2 . В верхнем плече схемы установлен фазовращатель такой, что амплитуда поля умножается на мнимую единицу i . После светоделителя BS_1 образуются независимые пары импульсов в перепутанных состояниях. Каждый импульс нижнего плеча интерферометра проходит через линию задержки, а верхнего - снова через фазовращатель с умножением амплитуд на i . Далее оба световых потока выходят из интерферометра через выходной светоделитель BS_2 . В результате образуются два световых потока в кластерном состоянии.

Такие лазеры излучают сжатый свет в смешанном гауссовом состоянии, что может быть существенно, если использовать их для генерации сильно перепутанных объектов, таких как кластерные состояния. С помощью критерия ван Лука-Фурусавы [7] мы доказали, что последовательность выходных импульсов находится в кластерном состоянии.

1. S. Yokoyama et al. *Nature Photonics* 2013, 7, 982–986.
2. R Raussendorf, H. Briegel, *Phys. Rev. Lett.* 2001, 86, 5188-5191.
3. R Raussendorf, D Browne, H. Briegel, *Phys. Rev. A.* 2003, 68, 022312.
4. H Briegel, D Browne et al., *Nature. Phys.* 2009, 5, 19-26.
5. D. Greenberger et al., *Compendium of Quantum Physics*, 2009. Springer.
6. T. Golubeva, D. Ivanov, Y. Golubev, *Phys. Rev. A.* 2008, 77, 052316.
7. P. van Loock, A. Furusawa, *Phys. Rev. A.* 2003, 67, 052315.

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПРОЦЕССЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛЕ PPLN В РЕЗОНАТОРЕ ДЛЯ КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ YLiF₄

Шкаликов А.В., Латышов И.З., Акатьев Д.О., Калачев А.А.

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского КазНЦ РАН,
Казань, Россия

Исследована генерация однофотонных состояний света в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) в кристалле ниобата лития с периодической доменной структурой, находящемся в резонаторе на длине волны 867 нм. Измерены спектральные и корреляционные характеристики поля СПР на длине волны 867 нм, соответствующей линии поглощения ионов Nd³⁺ в кристалле YLiF₄. Показана возможность температурной перестройки длины волны и измерена эффективность генерации фотонов в зависимости от температуры кристалла.

Явление спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света в нелинейных кристаллах широко используется в современной квантовой оптике для проведения экспериментов по различным направлениям квантовой информатики, таким как квантовые вычисления, квантовая криптография и квантовая метрология [1,2]. Отличительными особенностями СПР являются широкий непрерывный спектр, не связанный непосредственно с собственными частотами вещества, и двухфотонный характер излучения. Эти особенности позволяют использовать СПР для генерации различных неклассических состояний света, в частности – однофотонных состояний, используемых в качестве носителей информации в оптических квантовых компьютерах и квантовых сетях связи. При этом требуется высокая чистота генерируемых состояний, что подразумевает, в частности, узкую спектральную ширину источника по длине волны. Кроме того, точная настройка по длине волны требуется для реализации эффективного взаимодействия генерируемых однофотонных импульсов с атомами. Традиционный способ сужения спектра источника помощью с узких фильтров является не эффективным и не позволяет достичь высокой чистоты однофотонных состояний, которая является определяющей в большинстве приложений. С этой точки зрения представляет интерес разработка альтернативного подхода, использующего для спектрального сужения внутрирезонаторный метод генерации СПР.

В данной работе разрабатывается внутрирезонаторный метод сужения спектра и управления спектром однофотонных волновых пакетов в процессе СПР света. Метод основан на перераспределении рождения сигнальных фотонов из всего спектра в моды резонатора.

Вектор состояния биотонного поля на выходе из кристалла в случае коллинеарного синхронизма можно записать следующим образом [3, 4]:

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega F(\Omega) |\varpi_0 + \Omega\rangle_s |\varpi_0 - \Omega\rangle_i \quad (1)$$

где $|\Omega\rangle_{s,i}$ однофотонные состояния мод сигнального (s) и холостого (i) полей с частотой Ω , ϖ_0 центральная частота рассеянного поля, равная половине частоты поля накачки. Функция $F(\Omega)$, называемая спектральной амплитудой биотона, зависит от спектральных свойств поля накачки, дисперсионных свойств нелинейной среды и типа фазового синхронизма.

Теперь нелинейная среда помещается в резонатор, оба зеркала которого являются прозрачными на частоте волны накачки и отражающими (99% и 97%) на частотах рассеянного света. Для простоты ограничимся рассмотрением одной продольной моды резонатора, частота которой равна ϖ_0 , предполагая, что на выходе или внутри резонатора установлен частотный фильтр, полоса пропускания которого много больше спектральной ширины моды, но меньше межмодового расстояния. Рассматривая процесс СПР разумно сразу предположить, что вероятность двухфотонного распада за время жизни фотона в резонаторе мала, что соответствует накачке параметрического генератора света существенно ниже порога генерации. Тогда влияние резонатора на процесс СПР приводит к появлению в формуле (1) множителей, учитывающих известные соотношения вход-выход для резонатора [5, 6]:

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \int_{-\infty}^{+\infty} d\Omega F(\Omega) D_s(\Omega) D_i(-\Omega) |\varpi_0 + \Omega\rangle_s |\varpi_0 - \Omega\rangle_i \quad (2)$$

где $D(\Omega) \propto \sqrt{\Gamma(\Omega + i\Gamma/2)^{-1}}$ при наличии резонатора и $D(\Omega) = 1$ в отсутствие резонатора, Γ - спектральная ширина моды резонатора. Наличие или отсутствие резонатора для сигнального и холостого полей, имеющих ортогональную поляризацию в случае СПР типа II, можно контролировать при помощи поляризационного светоделителя, устанавливаемого внутри резонатора.

1. C.J. Chunnillall et al., *Optical Engineering*, **53.8**, 089801-089801, (2014).
2. S. Takeuchi, *Japanese Journal of Applied Physics*, **53.3**, 030101, (2014).
3. Д.Н. Клышко Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 256 с.
4. Д.Н Клышко, Квантовая электроника. **4**, 1056, (1977).
5. C.K. Hong, L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 5860, (1986).
6. A.B. U'Ren, C. Silberhorn, K. Banaszek, I.A. Walmsley, R. Erdmann, W.P. Grie, M.G. Raymer, *Laser Phys.* **15**, 146, (2005).

ФОРМИРОВАНИЕ КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЯЧЕЕК КВАНТОВОЙ ПАМЯТИ

Тихонов К.С., Манухова А.Д., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

Мы продемонстрируем возможность формирования квантовых кластерных состояний на основе многомодового излучения синхронно накачиваемого оптического параметрического генератора (SPOPO) при помощи ячеек рамановской квантовой памяти.

Ячейки квантовой памяти являются ключевыми элементами в квантовых протоколах передачи информации на большие расстояния. Они детально исследованы в различных вариантах взаимодействия световых полей и вещества [1,2]. Однако, в последнее время все большее внимание исследователей привлекает использование ячеек памяти не только для хранения квантового сигнала, но также и для манипулирования им [3]. С этих позиций квантовая память уже становится элементом квантовой вычислительной цепи.

В нашей работе мы рассмотрели вопрос о преобразовании формы квантового сигнала внутри ячейки рамановской квантовой памяти. Возбуждая среду так, чтобы сигнал максимально эффективно проник в ячейку, мы модифицировали управляющее поле таким образом, чтобы получить на выходе из нее сигнал заданной формы.

В качестве квантового сигнала мы рассмотрели существенно многомодовое излучение параметрического осциллятора, синхронно накачиваемого фемтосекундным лазером (SPOPO) [4] в допороговой резонаторной конфигурации. Известно, что излучение такого источника обладает интересными квантовыми особенностями. В частности, был найден собственный базис ортогональных квантово-сжатых мод такого света, названный «супермодами» и экспериментально продемонстрировано наличие шести сжатых «супермод» [5]. Все это делает излучение SPOPO привлекательным с точки зрения квантовых вычислений.

На Рис. приведена схема построения на основе излучения SPOPO квантового кластерного состояния.

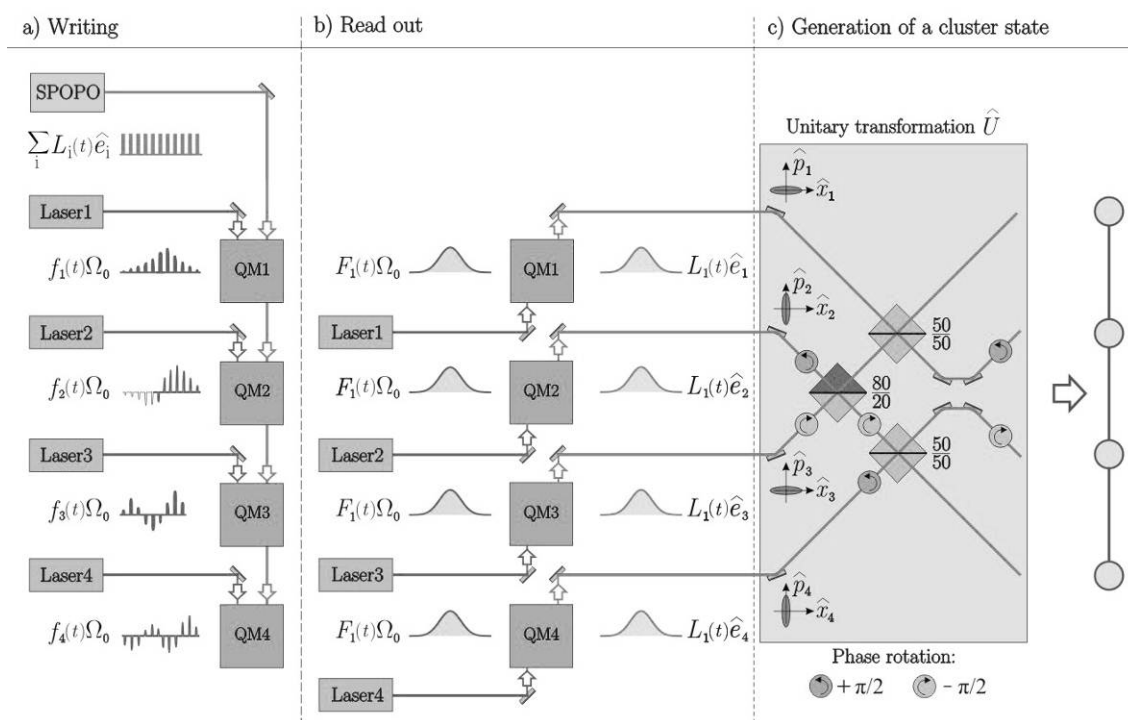


Рисунок. Формирование кластерного состояния

Хорошо известно, что кластерные состояния служат ресурсом для однонаправленных вычислений [6]. Совмещение механизма приготовления кластера с протоколом квантовой

памяти позволяет расширить временные рамки манипулирования в схемах однонаправленных вычислений и побороть проблему декогеренции гауссовых состояний. Однако само приготовление кластерного состояния предполагает смешение световых мод и выделение квадратурных компонент в процессе гомодинирования. Такие операции без внесения дополнительных шумов возможны только с одинаковыми модами, поэтому построение кластера из ортогональных мод требует уточнения и конкретизации процедуры. Чтобы избежать этой сложности, мы используем процедуру преобразования мод, рассмотренную ранее.

Исследование было проведено при поддержке РФФИ: гранты 15-02-03656а, 16-02-00180а.

1. K. Hammerer, A. S. Sorensen, E. S. Polzik, *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1041, (2010).
2. A.I. Lvovsky, B. C. Sanders, W. Tittle, *Nature Photon.*, **3**, 706, (2009).
3. G.T. Campbell et al., *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 063601, (2014).
4. G. Patera, N. Treps, C. Fabre, G.J. de Valcarcel, *Eur. Phys. Jour. D*, **56**, 123, (2010).
5. J. Roslund, R. Medeiros de Araujo, S. Jiang, C. Fabre, N. Treps, *Nat. Photon. Lett.*, **8**, 109 (2014).
6. R. Raussendorf, H.J. Briegel, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5188 (2001).

КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА И НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛЯРИТОННЫХ КОНДЕНСАТОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

Честнов И.Ю.*, Худайбергганов Т.А.*, Демирчян С.С.*, Алоджанц А.П.**

*Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,
Владимир, Россия

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Выполнен анализ влияния квантовых флуктуаций на свойства экситонных поляритонов в образце, помещенном в плоский полупроводниковый микрорезонатор. Анализ проведен с учетом нелинейного взаимодействия между экситонами и в присутствии теплового резервуара. Обнаружено, что присутствие квантовых шумов приводит к метастабильности однородного решения, относящегося к нижней ветви бистабильности.

Исследования квантовых свойств светового излучения, взаимодействующего с нелинейной средой уже долгое время является фундаментальной проблемой, имеющей множество важных приложений в квантовой информации, прецизионных измерениях, а также науке о материалах, биофотонике и пр. Полупроводниковые микрорезонаторы с помещенными внутри квантовыми ямами представляются удобными системами для наблюдения бозе-эйнштейновской конденсации экситонных поляритонов, являющихся бозонными квазичастицами и, следовательно, способных макроскопически заполнять основное (выделенное) энергетическое состояние за счёт эффекта бозонной стимуляции [1]. Важной особенностью микрорезонаторных экситонных поляритонов является сильное взаимодействие между экситонами, возникающее из-за экситон-экситонного рассеяния и проявляющееся в возникновении в гамильтониане системы слагаемого, ответственного за экситонную нелинейность керровского типа [2, 3]. Так как для поляритонных систем характерны сильные потери оптического поля через зеркала резонатора, то стационарное состояние в системе поддерживается за счёт внешнего лазерного излучения, когерентно накачивающего основное состояние экситон-поляритонной системы, определяемое нулевой компонентой волнового вектора, параллельной зеркалам резонатора. Комбинация этих двух процессов приводит к возникновению бистабильности стационарного решения для экситонного поля, проявляющейся в формировании характерной S-петли, которая в квазиклассическом пределе исследована достаточно подробно, см., например, [4].

Система экситонов и фотонов возбуждается непрерывной резонансной накачкой с волновым вектором $k=0$. Частота накачки для удобства расчетов выбрана равной полусумме частот экситонной и резонаторной моды в точке $k=0$. Время жизни фотонной моды (моды микрорезонатора) выбрано существенно меньше времени жизни экситона, что соответствует типичным экспериментальным условиям.

Задача решается в базисе экситонов и фотонов, что учитывается в гамильтониане системы, записанном для экситонного (\hat{b}) и фотонного (\hat{a}) бозонных полей с частотами ω_{ph} и ω_{ex} , соответственно,

$$H = H_C + H_{p1} + H_{p2}, \quad (1)$$

где

$$H_C = \hbar\omega_{ph}\hat{a}^+\hat{a} + \hbar\omega_{ex}\hat{b}^+\hat{b} + \hbar g(\hat{b}^+\hat{a} + \hat{a}^+\hat{b}) + \hbar\chi\hat{b}^{+2}\hat{b}^2 + i\hbar(E\hat{a}^+ - E^*\hat{a}), \quad (2)$$

$$H_{p1} = \hat{a}^+\hat{\Gamma}_{c1}^+ + \hat{a}\hat{\Gamma}_{c1}^-, \quad H_{p2} = \hat{b}^+\hat{\Gamma}_{c2}^+ + \hat{b}\hat{\Gamma}_{c2}^-. \quad (3)$$

поля (H_C), фотон-фононного (H_{p1}) и экситон-фононного (H_{p2}) взаимодействий. В выражении (1a) величина $2g$ – частота расщепления Раби, χ описывает упругое экситон-экситонное рассеяние, а внешняя однородная накачка задается в виде $E = E_p \cdot e^{-i\delta t}$, где E_p – амплитуда накачки фотонной моды, δ – ее частота (величина $I_p = |E_p|^2$ пропорциональна интенсивности накачки). Выражения (3) представляют собой гамильтонианы взаимодействия

фотонов и экситонов с соответствующими тепловыми резервуарами, описываемыми операторами $\hat{\Gamma}_{c1}$ и $\hat{\Gamma}_{c2}$ соответственно.

Для учета влияния диссипации используется основное кинетическое уравнение на матрицу плотности ρ , в котором учтено затухание фотонной и экситонных мод, со скоростями γ_{ph} и γ_{ex} .

Первым шагом решения задачи является анализ системы в среднем поле, т.е. без квантовых шумов. Для этого были записаны уравнения на квазиклассические средние амплитуды экситонного поля β и резонаторной моды α :

$$\dot{\alpha} = -(i\Delta + \gamma_{ph})\alpha + E_p - ig\beta, \quad (4)$$

$$\dot{\beta} = -(i\Delta + \gamma_{ex})\beta - ig\alpha - 2i\chi|\beta|^2\beta \quad (5)$$

где $\Delta = (\omega_{ph} - \omega_{ex})/2$. Далее нас интересуют стационарные решения данной системы, $\dot{\alpha} = \dot{\beta} = 0$, т.е. такие, при которых фотонное и экситонное поля осциллируют на частоте внешней накачки. Такое решение характеризуется бистабильной зависимостью населенности экситонной и фотонной мод от интенсивности внешней накачки. Анализ системы уравнений (4) и (5) позволяет определить условия возникновения бистабильности (в зависимости от величины экситон-фотонной отстройки), а также провести линейный анализ устойчивости решений. Область неустойчивых решений показана на Рис. 1 пунктирной линией. Фазовая диаграмма существования бистабильных решений изображена на Рис. 2.

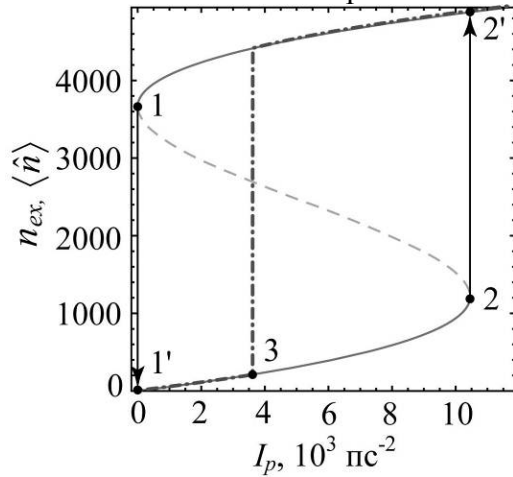


Рис. 1. Зависимость плотности экситонов от интенсивности накачки при $\Delta = 1,5 \text{ ps}^{-1}$

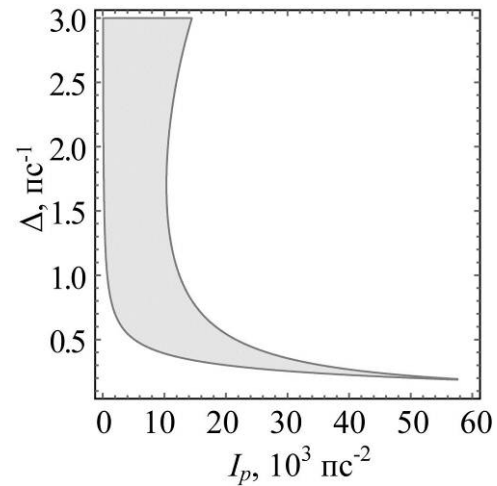


Рис. 2. Фазовая диаграмма существования бистабильных решений

Далее исследуется влияние квантового шума на свойства системы экситонных поляритонов. Для этого осуществляется переход от операторов к c -числам, а квантовое фазовое пространство описывается статистическим образом. Одним из способов решения этой задачи является диагонализация матрицы плотности по когерентным состояниям с помощью P -функции – так называемое P -представление или представление Глаубера. В данной задаче мы используем недиагональное, обобщенное P -представление. В данном представлении α и β имеют смысл c -чисел, т.е. собственных значений операторов рождения и уничтожения фотонов и экситонов, соответственно.

Из уравнения на матрицу плотности можно получить уравнение Фоккера-Планка на P -функцию:

$$\begin{aligned} \dot{P} = & \left[-\frac{\partial}{\partial \alpha} \left(-(i\omega_{ph} + \gamma_{ph})\alpha + E_p - ig\beta \right) - \frac{\partial}{\partial \beta} \left(-(i\omega_{ex} + \gamma_{ex})\beta - ig\alpha - 2i\chi\beta^+\beta^2 \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \left(-i\chi\beta^2 \right) + \text{э.с.} \right] P, \end{aligned} \quad (6)$$

где через э.с. обозначены эрмитово-сопряженные слагаемые. Здесь P -функция определяется через оператор плотности ρ в виде: $\rho = \int P(\{x\})\Lambda(\{x\})d\mu(\{x\})$, где $\{x\} = \{\alpha, \alpha^+, \beta, \beta^+\}$, $\hat{\Lambda}(\alpha, \alpha^+, \beta, \beta^+) = |\alpha\rangle\langle\beta| \langle\beta^+| \langle\alpha^+| \langle\alpha^+| \langle\beta^+| |\beta\rangle\langle\alpha|$ – проекционный оператор, а $d\mu(\alpha, \alpha^+, \beta, \beta^+)$ – элемент интегрирования.

Это уравнение может быть решено в адиабатическом пределе, когда время жизни фотонной моды много меньше времени жизни экситонной моды, т.е. $\gamma_{ph} \gg \gamma_{ex}$. В этом случае мы предполагаем, что квантовый шум фотонов подчинен квантовому шуму экситонов и связан с ним следующим соотношением $\alpha = \frac{ig\beta - E_p}{i\Delta + \gamma_{ph}}$ (см. уравнения (4) и (5)), что позволяет

адиабатически исключить фотонную переменную из уравнений. Далее уравнение Фоккера-Планка (6) решается методом потенциалов. Стационарное решение имеет вид:

$$P_{ss}(z, z^+) = \exp(\ln(z)(2 + i\gamma/\chi) + \ln(z^+)(2 - i\gamma^*/\chi)) \times \exp(-\mu E_p z - \mu^* E_p^* z^+ + 2/zz^+) \quad (7)$$

Данное выражение позволяет получить точные решения для квантовых корреляторов экситонной моды (при нулевой задержке). В частности, нас интересует поведение второго момента корреляционной функции экситонов, $g^{(2)}(0)$. При этом основное внимание представляется необходимым уделить сравнению предсказаний квантового и классического анализов.

Обнаружено, что присутствие квантовых шумов приводит к метастабильности стационарного решения, относящегося к нижней ветви бистабильности. Таким образом, квантовое описание предсказывает наличие безгистерезисного поведения экситонного поля. А именно, при определенном значении интенсивности накачки, при котором классический анализ предсказывает динамически стабильное состояние системы, квантовое описание системы предсказывает резкий переход в состояние, относящееся к верхней ветке, показанный на Рис. 1 штрих-пунктирной линией. При этом же значении накачки $g^{(2)}(0)$ претерпевает резкий скачок из практически когерентного состояния ($g^{(2)}(0) \sim 1$), демонстрируя гигантскую группировку (до $g^{(2)}(0) \sim 6$ при используемых значениях параметров), см. Рис. 3. Этот пик резко спадает с ростом интенсивности накачки. При этом система переходит в состояния с очень слабой антигруппировкой.

Предсказанный эффект может быть интерпретирован следующим образом. Состояния на кривой бистабильности, отмеченные синим цветом на рисунке ниже, являются метастабильными.

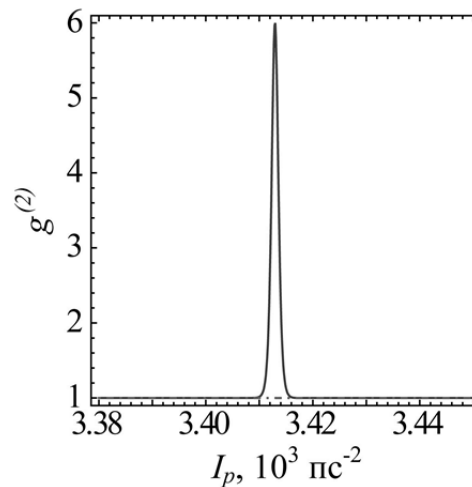


Рис. 3. Корреляционная функция второго порядка как функция поля накачки

Это означает, что квантовый шум, породив гигантскую флуктуацию, способен вытолкнуть данные состояния из бассейна притяжения и перевести систему в более устойчивое стационарное состояние на другой ветке бистабильности. В то же время, такой скачок может не

происходить достаточно долго, а определение среднего времени жизни метастабильного состояния требует дополнительного расчета. Решение же стационарного уравнения Фоккера-Планка (штрих-пунктирная кривая на Рис. 3) дает состояние на бесконечном времени, когда предсказываемый скачок обязательно должен произойти.

1. Kasprzak J., Richard M., Kundermann S., Baas A., Jeambrun P., Keeling J.M.J., Marchetti F.M., Szymanska M.H., Andre R., Staehli J.L., Savona V., Littlewood P.B., Deveaud B., Le Si Dang., *Nature*, **443**, 409-414, (2006).

2. Ciuti C., Savona V., Piermarocchi C., Quattropani A., Schwendimann P., *Phys. Rev. B*, **58**, 7926, (1998).

3. Wouters M., Carusotto I., *Phys. Rev. B*, **75**, 075332, (2007).

4. Yulin A.V., Egorov O.A., Lederer F., Skryabin D.V., *Phys. Rev. A*, **78**, 061801, (2008).

ДВУХФОТОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НУТАЦИЯ БИЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЁТОМ УПРУГИХ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.

Васильев В.В.

Приднестровский Государственный университет им. Т.Г. Шевченко
Тирасполь, Молдова

Рассмотрены особенности двухфотонной оптической нутации в системе когерентных биэкситонов в полупроводниках типа CuCl с учётом упругого биэкситон-биэкситонного взаимодействия. Предсказана возможность фазового контроля процесса оптической нутации.

I. Введение

Явление оптической нутации представляет собой периодическое изменение начального состояния системы под влиянием поля внешней электромагнитной волны, которое приводит к соответствующей модуляции излучения среды [1,2]. В [3] изучена теория оптической нутации в системе двухуровневых атомов, взаимодействующих с конечным числом фотонов в резонаторе. Теория оптической нутации в экситонной области спектра построена в [4–9]. Показано, что при низких уровнях возбуждения частота нутации определяется константой экситон-фотонного взаимодействия, а при больших уровнях возбуждения она начинает зависеть от плотности экситонов. Изучено также явление нутации в системе когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов в области М-полосы люминесценции [7–10]. Показано, что в пределе заданной плотности фотонов (экситонов) частота нутации пропорциональна амплитуде электромагнитной (материальной) волны.

В [8–14] построена теория двухфотонной нутации в системе когерентных биэкситонов. В [13,14] показано, что частота нутации даже без учёта межчастичного взаимодействия существенно зависит от плотности фотонов и биэкситонов. Предсказано, что протекание нутационного процесса определяется начальной разностью фаз фотонов и биэкситонов, что свидетельствует о возможности фазового контроля процесса двухфотонной нутации. Однако возникает естественный вопрос о влиянии межчастичных взаимодействий на динамику нутационного процесса. Этот вопрос особенно актуален при больших уровнях возбуждения, когда плотность биэкситонов достаточно велика и актуальными оказываются процессы упругих биэкситон–биэкситонных взаимодействий. Поэтому в данной работе изучены особенности явления двухфотонной нутации в системе когерентных биэкситонов с учётом упругих межчастичных взаимодействий.

II. Краткое обсуждение результатов

Предполагалось, что длительность импульсов τ_p намного меньше времени релаксации τ_{rel} биэкситонов ($\tau_p \ll \tau_{rel}$). В этом случае процессами релаксации биэкситонов можно пренебречь, т.к. они не успеют сработать за время действия импульса. Предполагается, что спектральная ширина импульсов намного меньше энергии связи биэкситонов (в кристалле CuCl она составляет 30–40 мэВ), тогда можно пренебречь экситон–фотонным взаимодействием и оптической экситон–биэкситонной конверсией. Рассматриваемое в этой работе явление оптической нутации состоит в попарном превращении одинаковых фотонов в биэкситоны и обратно. Гамильтониан взаимодействия рассматриваемой системы

$$H_{int} = \hbar\mu(\hat{b}^+\hat{c}\hat{c} + \hat{c}^+\hat{c}^+\hat{b}) + \frac{1}{2}\hbar\nu\hat{b}^+\hat{b}^+\hat{b}\hat{b},$$

где $\hat{b}(\hat{b}^+)$ и $\hat{c}(\hat{c}^+)$ – операторы уничтожения (рождения) биэкситона и фотона соответственно, μ – константа двухфотонного возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла, ν – константа упругого биэкситон–биэкситонного взаимодействия.

Используя гайзенберговские уравнения для операторов рождения фотонов и биэкситонов, и приближение среднего поля (mean field approximation) нами было получено нелинейное уравнение для временной эволюции плотности биэкситонов. Удалось получить точные

аналитические решения полученного уравнения, из которых следует, что существуют периодические и аperiodические режимы эволюции системы.

Рассмотрим один из частных случаев. При начальной разности фаз фотонов и биэкситонов $\Theta_0 = \pm k\pi$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), и расстройке резонанса $\Delta = 0$ эволюция системы существенно определяется соотношениями параметров y_0, α (y_0 – нормированная начальная плотность биэкситонов, α – нормированный параметр упругого межчастичного взаимодействия). Графики временной эволюции нормированной плотности биэкситонов в зависимости от времени и параметра нелинейности α при начальной разности фаз $\Theta_0 = 0$ и при различных значениях начальной плотности биэкситонов представлены на Рис. Видно, что при начальной плотности биэкситонов $y_0 = 0$ и в отсутствие межчастичного взаимодействия ($\alpha = 0$) система эволюционирует аperiodически. При этом все фотоны превращаются в биэкситоны, чем эволюция и завершается (Рис. а). В случае, когда начальная плотность биэкситонов $y_0 \neq 0$, аperiodический режим колебаний смещён относительно нуля в сторону увеличения параметра α (Рис. б).

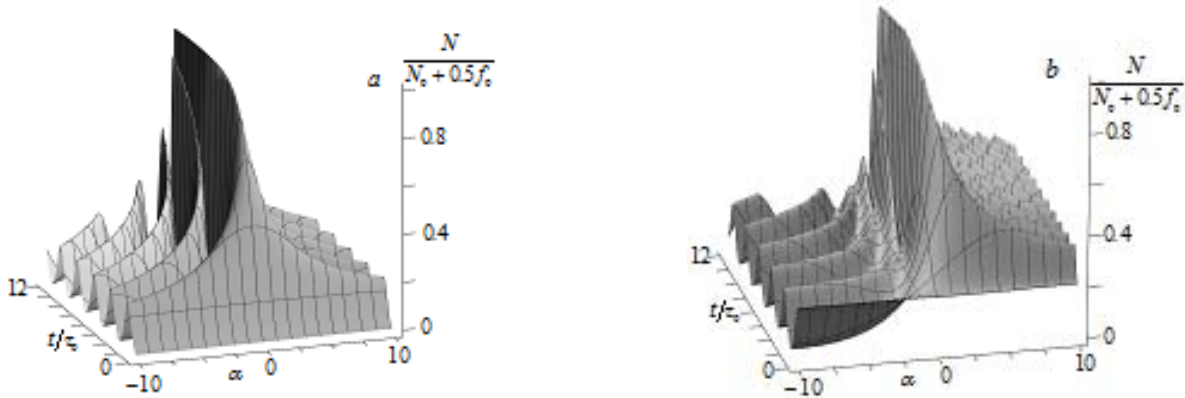


Рисунок. Временная эволюция нормированной плотности биэкситонов $N/(N_0 + 0.5f_0)$ в зависимости от величины параметра α для значений нормированной начальной плотности биэкситонов y_0 , равных: а) 0, б) 0.2 при начальной разности фаз $\Theta_0 = \pi k$ ($k = \pm 0, 1, 2, \dots$)

При начальной плотности биэкситонов $y_0 \neq 0$ в системе существует критический параметр α_c , при котором в системе наступает покой, то есть плотность биэкситонов не изменяется со временем. Из Рис. б видно, что при $\alpha < \alpha_c$ колебания происходят ниже плоскости $y = y_0$. В этом интервале параметра нелинейности с ростом α амплитуда колебаний сначала возрастает, затем убывает, становясь равной нулю при $\alpha = \alpha_c$. Период колебаний с ростом параметра α монотонно возрастает. При $\alpha = \alpha_c$ в системе наступает покой. При параметре нелинейности $\alpha > \alpha_c$, колебания происходят выше плоскости $y = y_0$, а амплитуда колебаний сначала возрастает, затем монотонно убывает.

III. Заключение.

Учёт межчастичных столкновений в процессе двухфотонной нутации биэкситонов приводит к тому, что временная эволюция системы качественно изменяется: из аperiodической при $\alpha = 0$ она превращается в периодическую при $\alpha \neq 0$, причём с ростом $|\alpha|$ амплитуда и период нутации монотонно убывают. Отметим также, что с ростом $|\alpha|$ во временной эволюции системы отсутствует эффект самозахвата биэкситонов. В самом деле, говорить здесь о явлении самозахвата (self-trapping), характерном для эволюции плотности бозе-конденсированных атомов в двухямном потенциале, не приходится. Однако некоторые черты сходства всё же можно заметить. Дело в том, что самозахват атомов в одной из ям имеет место при значениях параметра межатомного взаимодействия больших критического. В этом случае амплитуда

колебаний атомов скачкообразно уменьшается и далее убывает с ростом этого параметра [15,16]. В нашем случае имеет место только монотонное изменение амплитуды колебаний с ростом $|\alpha|$, которое по нашему мнению, родственно, но не тождественно явлению самозахвата. При этом, чем больше y_0 , тем быстрее (в зависимости от α) наступает режим малоамплитудных колебаний плотности системы.

1. Нелинейная спектроскопия, под ред. Бломбергера Н., М., Мир, 1979.
2. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, Изд. "Наука и техника", 1977.
3. Бурштейн А.И., Пусеп А.Ю. ЖЭТФ, **69**, 1927(1975).
4. Davydov A.S, Sericov A.A.. Phys. Stat. Solidi (b), **56**, 351(1973).
5. Samartsev V.V., Sheibut U.E, Ivanov U.S. Spectroscopy Lett., **9**, 57 (1976).
6. Белкин С.Н., Москаленко С.А., Ротару А.Х. и др. ФТТ, **22**, 1961(1980).
7. Хаджи П.И., Москаленко С.А., Белкин С.И. Письма в ЖЭТФ, **29**, 223(1979).
8. Москаленко С.А., Хаджи П.И., Ротару А.Х. Солитоны и нутация в экситонной области спектра. Кишинёв. Штиинца, 1980.
9. Хаджи П.И. Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках, Кишинёв, Штиинца, 1985.
10. Хаджи П.И., Москаленко С.А., Белкин С.Н. и др., ФТТ, **22**, 749(1980).
11. Хаджи П.И., Белкин С.Н. ФТТ, **21**, 3291(1979).
12. Хаджи П.И., Москаленко С.А., Белкин С.Н. УФЖ, **25**, 361(1980).
13. Хаджи П.И., Васильев В.В. ЖЭТФ, **131**, с.922 (2007).
14. Хаджи, Васильев В.В. Оптика и спектроскопия, **104**, 392 (2008).
15. Radhavan S., Smerzi A., Fantoni S., Shonoy S.R. Phys. Rev, **A59**, 620 (1999).
16. Albiez M., Gati R., Folling J., Hunsmann S., Cristiani M., Oberthaler M.K. Phys. Rev. Lett., **95**, 010402 (2005).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ МЁССБАУЭРОВСКОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСРЕДСТВОМ АНГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАНСНОГО ЯДЕРНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ

Хайрулин И.Р.***, Антонов В.А.****, Радионычев Е.В.***,
О.А. Кочаровская****

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний
Новгород, Россия

**Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

***Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

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

Показана возможность преобразования излучения мёссбауэровского источника в последовательность наносекундных импульсов в резонансном ядерном поглотителе, совершающем ангармонические колебания вдоль направления распространения излучения. Определён оптимальный закон движения поглотителя, соответствующий формированию импульсов максимальной амплитуды и контролируемой длительности.

Последние годы отмечены ростом интереса к проблеме генерации импульсного электромагнитного излучения с энергией фотонов от единиц до десятков кэВ, обусловленного широкими возможностями использования такого излучения для диагностики быстропротекающих физических, химических и биологических процессов с высоким пространственным и временным разрешением.

В работах [1-3] был предложен метод формирования импульсов жёсткого рентгеновского / мягкого гамма-диапазона на основе резонансного взаимодействия излучения мёссбауэровского радиоактивного источника с ядерным поглотителем, совершающем гармонические колебания вдоль направления распространения излучения. В частности, (а) была впервые теоретически и экспериментально показана возможность преобразования волновой формы (временной зависимости вероятности детектирования) мёссбауэровского фотона с энергией 14,4 кэВ в последовательность импульсов и, в частности, разделения волнового пакета одиночного фотона на два импульса [1], (б) теоретически и экспериментально была показана возможность формирования групп импульсов и их использования в квантовой оптике [2], (в) теоретически была исследована возможность улучшения характеристик формируемых импульсов с использованием последовательности резонансных поглотителей [3].

В настоящей работе рассматривается возможность дальнейшего увеличения амплитуды формируемых импульсов и сокращения их длительности за счет ангармонического движения поглотителя. Используя подход, описанный в работе [4], можно показать, что волновая форма фотона (соответствующая временной зависимости интенсивности электрического поля фотона, I) на выходе из резонансного поглотителя оптической толщины T_M , совершающего периодическое движение в направлении распространения излучения по некоторому закону $f(t)$ с периодом $T = 2\pi/\Omega$, имеет вид (1):

$$I(\xi_a)/I_0 = e^{-(T_e + \Gamma_s \xi_a)} \left\{ 1 + \left(\frac{T_M \Gamma_s}{4} \right)^2 |S(\xi_a)|^2 - \right. \\ \left. - 2 \cdot \frac{T_M \Gamma_s}{4} |S(\xi_a)| \cos[(\omega_s - \omega_a)\xi_a - f(\xi_a + \xi_a^{(0)}) + \psi(\xi_a)] \right\} \quad (1)$$

где функция $S(\xi_a)$ определяется формулой (2)

$$S(\xi_a) \equiv |S(\xi_a)| e^{i\psi(\xi_a)} = \int_0^{\xi_a} \frac{J_1 \left(2\sqrt{\frac{T_M \Gamma_s}{4}} (\xi_a - \xi'_a) \right)}{\sqrt{\frac{T_M \Gamma_s}{4}} (\xi_a - \xi'_a)} e^{-i(\omega_a - \omega_s)\xi'_a + i\psi(\xi'_a)} d\xi'_a. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) I_0 – пиковая интенсивность поля фотона перед поглотителем; $\xi_a = t - z_a/c$ – локальное время в системе отсчёта, движущейся со скоростью света в вакууме, c , относительно поглотителя; T_e – декремент фотоэлектронного поглощения, характеризующий нерезонансные потери поля в среде; $\Gamma_s = 1/T_s$ – ширина спектра поля падающего фотона, в рассматриваемом случае совпадающая с шириной спектральной линии поглотителя; T_s – естественное время жизни возбуждённого состояния ядер источника; ω_s и ω_a – несущая частота фотона и резонансная частота поглотителя, соответственно. В случае поглотителя из нержавеющей стали [1, 2, 4], 100% обогащённого резонансными ядрами Fe^{57} , имеет место: $T_s \approx 141$ нс, $T_e \approx T_M/180$. Нами были рассмотрены следующие законы движения поглотителя:

$$\begin{aligned} f_1(\xi_a) &= p_{11} \sin(\Omega \xi_a + g_0^{(11)}) \\ f_3(\xi_a) &= p_{13} \sin(\Omega \xi_a + g_0^{(13)}) + p_{23} \sin(2\Omega \xi_a + g_0^{(23)}) + p_{33} \sin(3\Omega \xi_a + g_0^{(33)}) \end{aligned} \quad (3)$$

$$f_n(\xi_a) = \begin{cases} \frac{2\pi}{T_1} (\xi_a + \xi_a^{(0)}), & mT_2 \leq \xi_a + \xi_a^{(0)} < T_1 + mT_2, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ 2\pi - \frac{2\pi}{T_2 - T_1} (\xi_a + \xi_a^{(0)} - T_1), & T_1 + mT_2 \leq \xi_a + \xi_a^{(0)} < T_2 + mT_2 \end{cases}$$

(причём $T_2 - T_1 \ll T_2$), соответствующие гармоническим колебаниям, трёхчастотным колебаниям на основной частоте и её 2-ой и 3-ей гармониках, и движению поглотителя по закону несимметричной пилы, длительность нарастающего участка которой существенно превышает длительность спадающего участка.

Показано, что при выполнении условия $\omega_s - \omega_a = \Omega \gg \Gamma_s$ для каждого закона движения (3) решение (1)-(2) соответствует последовательности импульсов, амплитуда которых достигает максимума при следующих значениях параметров колебаний поглотителя:

$$\begin{aligned} p_{11} &= 1.84 \\ p_{13} &= 2, p_{23} = -0.9, p_{33} = 0.6, g_0^{(23)} = 2g_0^{(13)}, g_0^{(33)} = 3g_0^{(13)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Если положить $\Omega = 2\pi/T_2$, то найденные параметры (4) с хорошей точностью совпадают с коэффициентами разложения функции $f_n(\xi_a)$ в ряд Фурье. Таким образом, пилообразная зависимость $f_n(\xi_a)$ является оптимальной для формирования максимального по амплитуде импульса в волновой форме гамма-фотона в пределе бесконечного числа гармоник в спектре движения поглотителя.

Рис. 1 иллюстрирует увеличение амплитуды и уменьшение длительности импульсов при увеличении числа гармоник в разложении закона движения поглотителя в ряд Фурье. Данный эффект имеет следующее объяснение: в резонансном поглотителе, совершающем периодические колебания в направлении распространения гамма-излучения, спектр поля фотона обогащается комбинационными частотами (Рис. 2). Увеличение числа гармоник в спектре движения поглотителя позволяет сгенерировать большее число *синфазных* комбинационных частот, что приводит к уменьшению длительности и увеличению амплитуды формируемых импульсов (скажем, использование трёхчастотных колебаний позволяет увеличить пиковую амплитуду наиболее интенсивного импульса на 35% и сократить его длительность на 55% по сравнению с гармоническим движением поглотителя). Соответственно, с ростом числа гармоник в спектре движения поглотителя, спектр поля преобразованного фотона расширяется, см. Рис. 2. Предельным случаем является движение по закону несимметричной пилы, у которой длительность спадающего участка много меньше как длительности нарастающего участка, так и характерного времени резонансного отклика

поглотителя. При этом в волновой форме фотона генерируется импульс с длительностью, определяемой длительностью спадающего участка пилы (Рис. 1).

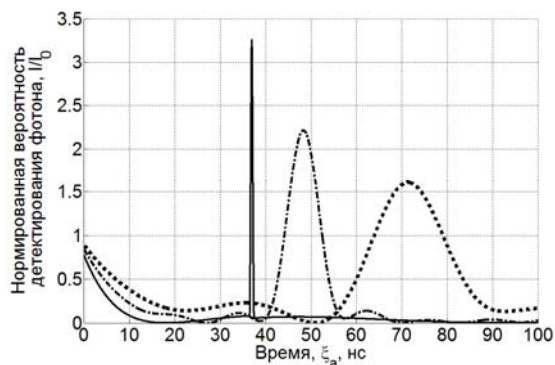


Рис. 1. Временная зависимость вероятности детектирования гамма-фотона за поглотителем, совершающем (а) гармонические (жирные точки) и (б) трёхчастотные (штрихпунктирная линия) колебания с частотой 10.2 МГц, а также (в) пилообразное движение с периодом 100 нс и длительностью спадающего участка пилы 1 нс (сплошная кривая) при соответствующих оптимальных значениях оптической толщины и начальной фазы колебаний поглотителя

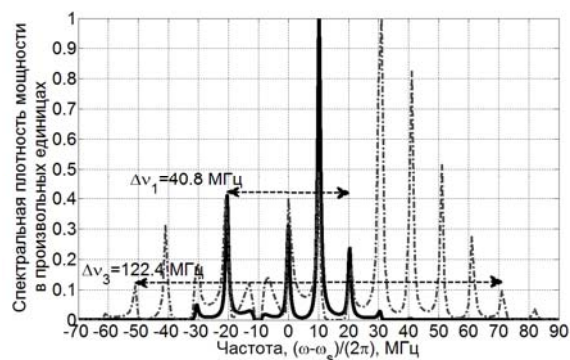


Рис. 2. Нормированная спектральная плотность мощности гамма-фотона на выходе из резонансного поглотителя, совершающего (а) гармонические (сплошная линия) и (б) трёхчастотные (штрихпунктирная линия) колебания с частотой 10.2 МГц при оптимальных для формирования импульсов значениях параметров (4). На рисунке также указаны соответствующие значения ширины спектров, определённые по уровню 0.1

Таким образом, нами показано, что ангармоническое движение поглотителя позволяет заметно уменьшить длительность и увеличить амплитуду формируемых импульсов гамма-излучения по сравнению с гармоническим движением. Найден оптимальный закон движения поглотителя, соответствующий несимметричной пиле. При использовании непериодического пилообразного движения показана возможность формирования одиночных импульсов с длительностью, много меньшей времён всех релаксационных процессов в резонансном поглотителе, и возможность управления их длительностью посредством изменения времени спада пилы. Полученные результаты представляются перспективными для лабораторной реализации экспериментов по резонансной ядерной спектроскопии с временным разрешением.

1. F. Vagizov, V. Antonov, Y. V. Radeonychev, R. N. Shakhmuratov, O. Kocharovskaya, *Nature* **508**, 80-83, (2014).
2. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, Marlan O. Scully, Olga Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 023836, (2015).
3. Y. V. Radeonychev, V. A. Antonov, F. G. Vagizov, R. N. Shakhmuratov, Olga Kocharovskaya, *Phys. Rev. A* **92**, 043808, (2015).
4. E. Ikonen, P. Helistö, T. Katila, K. Riski, *Phys. Rev. A* **32**, 2298-2315, (1985).

ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА НАКАЧКИ НА ФОРМУ индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в кристаллах ниобата лития

Максименко В.А., Суриц В.В., Криштоп В.В., Поваров Н.Д.
Дальневосточный государственный университет путей сообщения,
Хабаровск, Россия

В работе приводятся результаты исследования особенностей формирования индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света в фоторефрактивных кристаллах ниобата лития. Обсуждаются причины возникновения дополнительной асимметрии индикатрисы рассеяния в случае непараллельного пучка накачки

Кристалл ниобата лития – один из наиболее востребованных материалов для оптического приборостроения. Он обладает заметными нелинейно-оптическими, электрооптическими и фоторефрактивными свойствами. Следствием фоторефрактивного эффекта (ФРЭ) является фотоиндуцированное рассеяние света (ФИРС). Оно представляет собой рассеяние когерентного излучения на оптически индуцированных неоднородностях показателя преломления. Изучение ФИРС может дать дополнительную информацию о свойствах кристалла [1].

В связи с тем, что характеристики индикатрисы ФИРС несут информацию о фотоэлектрических процессах, происходящих в кристаллах, важно рассмотреть вопрос о том, какое влияние могут оказать на форму индикатрисы рассеяния параметры пучка накачки.

В данной работе ставилась задача экспериментально исследовать, как влияет наличие сходимости или расходимости пучка накачки на характер и величину асимметрии индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света.

В эксперименте в качестве накачки использовалось излучение гелий-неонового лазера на длине волны 0,6328 мкм. В качестве фоторефрактивной среды использовался кристалл ниобата лития, легированный железом. Оптическая ось кристалла параллельна его входной и выходной граням. Кристалл ориентировался так, чтобы его оптическая ось была вертикально направлена. Образец располагался в одной из двух позиций: перед фокусом или после фокуса собирающей линзы. Для определения кинетики интенсивности рассеянного излучения использовалась установка с электромеханическим позиционированием фотоприемника и выводом данных на персональный компьютер.

Для выбранной геометрии эксперимента картина рассеяния на экране представляет собой вытянутое вдоль оптической оси кристалла (то есть вертикально) пятно. Относительно пучка накачки пятно делится на две области: верхнюю и нижнюю.

Установлено, что сходимость, и расходимость пучка накачки по-разному влияют на характер асимметрии индикатрисы ФИРС. Так, если для сходящегося пучка больший угловой размер имеет верхняя область, то для расходящегося пучка – наоборот, больший угловой размер имеет нижняя область картины рассеяния. Также обнаружено, что для случаев сходящегося и расходящегося пучков накачки оказываются различными временные зависимости угла раскрытия фотоиндуцированного рассеяния света.

Полученные результаты объясняются на основе анализа условий записи шумовых голограмм в облучаемой области кристалла в зависимости от сходимости или расходимости пучка накачки.

1. А.В. Суй, Н.В. Сидоров, А.Ю. Гапонов, В.И. Панфилов, М.Н. Палатников, *Опт. и спектр.*, 114, №5, 845-847, (2013).

ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ В УПОРЯДОЧЕННЫХ МАССИВАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ GaAs

Мустафин И.А.^{****}, Трухин В.Н.^{****}, Буравлёв А.Д.^{***}, Цырлин Г.Э.^{***},
Kakko J.P.^{****}, Lipsanen H.K.^{*****}

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*** СПбАУ РАН, Академический университет, Санкт-Петербург, Россия

**** Университет Аалто, Эспоо, Финляндия

Представлены результаты по исследованию процессов генерации ТГц излучения, в упорядоченных массивах полупроводниковых нитевидных нанокристаллов на основе GaAs, при возбуждении ультракороткими оптическими импульсами. Обнаружен резонансный (Ми-резонанс) характер зависимости эффективности ТГц генерации от геометрических параметров исследуемых массивов полупроводниковых ННК. Приведены экспериментальные результаты исследования динамики фотовозбуждённых носителей заряда в ННК, которая определяется: транспортом носителей заряда – как электронов, так и дырок; временем захвата электронов и дырок на поверхностные уровни.

За последнюю четверть века сфера nanoиндустрии получила бурное развитие. Обуславливалось это в первую очередь необходимостью создания принципиально новых устройств, удовлетворяющих потребностям современного, технологического и быстроразвивающегося рынка электронных, фотонных и гибридных устройств и, как следствие – имеющих новые уникальные и эффективные характеристики и принципы работы. Ключевой проблемой данной отрасли всегда являлось создание и апробация техники и технологий производства элементной базы и отдельных компонент для устройств следующего поколения. Одной из самых бурно развивающихся и многообещающих отраслей нанотехнологического производства является синтез различного рода наногетероструктур. Отдельным направлением в данном сегменте выделилось направление по синтезу полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) или попросту говоря – нанопроводов. Только за последние 20 наблюдается экспоненциальный рост числа опубликованных работ и вовлеченных ведущих мировых коллективов в работу по данному направлению, что безусловно указывает на наличие нового тренда в сфере nanoиндустрии [1]. В сферах nano- и био- фотоники и электроники, в качестве элементов и компонентов планируется использовать такие квазиодномерные структуры как нитевидные нанокристаллы. В ряде работ была продемонстрирована возможность использования ННК в различных устройствах и их субкомпонентах – транзисторы различного типа (HEMTs, MOSFETs/FETs) [2], светоизлучающие диоды [3], нанолазеры [4], преобразователи энергии (солнечные элементы) [5], термо- и пьезо-электрические устройства [6], сенсоры и детекторы, работающие в широком частотном диапазоне, охватывающем в т.ч. и ТГц диапазон [7,8,9].

Несомненно, исследование взаимодействия данного рода структур с оптическим излучением является актуальной задачей фундаментальной и прикладной науки. В данном докладе представлены результаты по генерации ТГц излучения в полупроводниковых ННК, под действием фемтосекундного лазерного излучения, описаны основные механизмы и особенности, в частности, резонансное поглощение света (Ми-резонансы) и приведены некоторые параметры ННК, которые были получены при исследовании динамики электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах, при этом были использованы методы когерентной терагерцовой спектроскопии.

Исследовались отдельные массивы (размером 400x400 мкм) полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (Рис. 1, а) на основе GaAs, n- и p-типа, синтезированные методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭМО). Внутри каждого из массивов (Рис. 1, а) периодически (в вершинах равностороннего треугольника) располагались

нанопровода, имеющие различный диаметр – d (от 80 до 160 нм) и расстояние относительно друг друга – a (300; 600; 900; 1200; 1500; 1800; 2100 нм). Наиболее подробно процесс синтеза описан в [10].

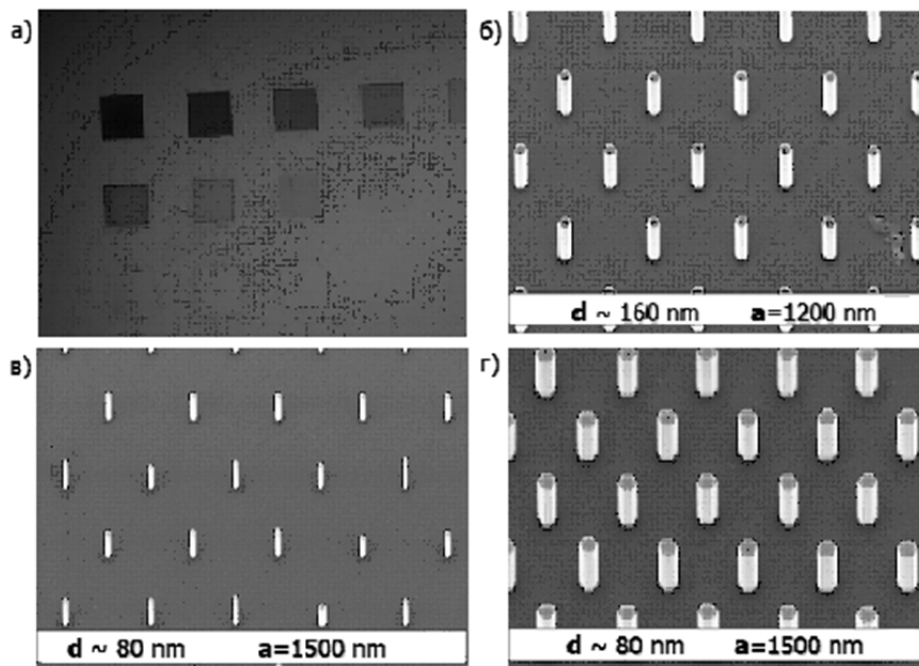


Рис. 1. Изображение массивов GaAs ННК. а – массивы различной плотности на подложке (оптический микроскоп); б,в,г – массивы ННК с указанными параметрами (СЭМ изображение)

С помощью техники время-разрешенной спектроскопии были получены волновые формы электрического поля ТГц волны, возбуждаемой посредством лазерного фемтосекундного излучения (подробное описание установки и схемы эксперимента приведено в [11]). Наибольшая амплитуда ТГц поля приходится на массивы с расстоянием между нанопроводами порядка длины волны. Когда расстояние между нанопроводами больше длины волны возбуждающего света – амплитуда ТГц сигнала линейно зависит от плотности нанопроводов, т.е. регистрируемый сигнал терагерцового поля является суммарным вкладом в генерируемое ТГц излучение от одиночных нанопроводов, которые в данных условиях, по-видимому, не влияют друг на друга. По нашим оценкам – основной вклад в суммарное генерируемое излучение даёт ток фотовозбуждённых носителей заряда в поверхностном и контактных полях, а также амбиполярная диффузия при сравнительно большой плотности ННК.

Экспериментально полученная поляризационная зависимость, а именно, эффект увеличения эффективности ТГц генерации для s-поляризации возбуждаемого света (для массивов ННК с $d=160$ нм) по сравнению со случаем для р-поляризации и противоположное соотношение амплитуд ТГц полей для массива ННК с $d=80$ нм (схоже с соотношением в объёмном полупроводнике) подтолкнула нас к рассмотрению явлений, связанных с локализацией электромагнитного поля внутри ННК. Было показано, что такая поляризационная зависимость обусловлена резонансным поглощением света в нанокристалле и возбуждением цилиндрических мод, что хорошо описывается в рамках теории Лоренца-Ми. Используя данные для комплексного показателя преломления GaAs (без учета дисперсии), было вычислено сечение поглощения света при наклонном падении (45°) на цилиндр (Рис. 2). Используя кремниевый болометр были получены спектры возбуждения ТГц генерации (Рис. 3), которые окончательно подтвердили наши предположения о резонансном характере ТГц генерации. Также были проведены оценки эффективности генерации ТГц излучения в полупроводниковых массивах ННК на подложках n-типа с $d=160$ нм и $a=600$ нм – эффективность ТГц генерации больше чем в объёмном полупроводнике арсенида индия р-типа, который является наиболее эффективным эмиттером ТГц излучения применяемым в ряде современных спектроскопических систем.

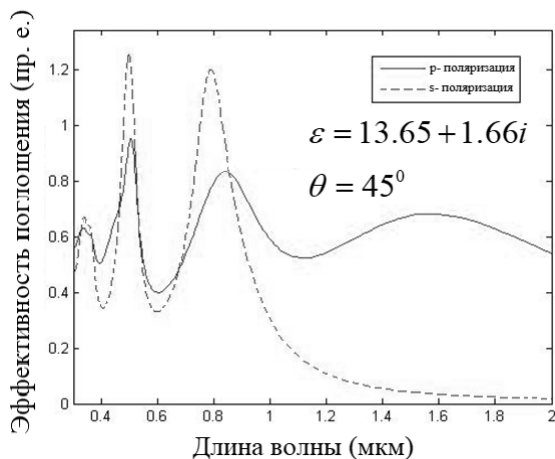


Рис. 2. Спектры сечения поглощения для ТМ-поляризации и ТЕ-поляризации

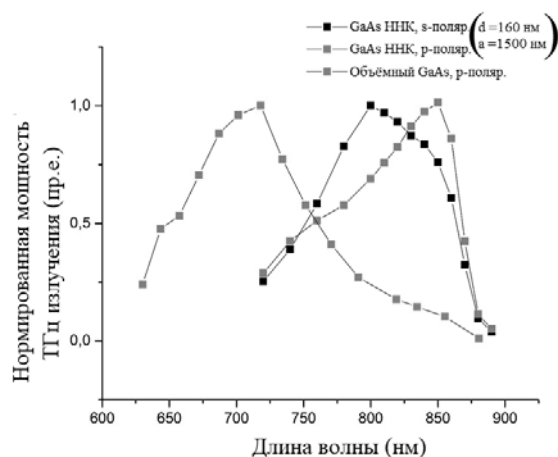


Рис. 3. Спектры возбуждения ТГц генерации для объёмного GaAs и GaAs ННК

Для исследования сверхбыстрой динамики электронно-дырочной плазмы использовалась схема, приведенная на Рис. 4, подробно описанная в [12].

Как уже было сказано ранее – генерация ТГц излучения может быть связана с движением носителей заряда в поверхностном и контактном полях, а также амбиполярной диффузией. Следует подчеркнуть, что вклад амбиполярной диффузии незначителен, если длина волны возбуждающего света больше расстояния между нанопроводами.

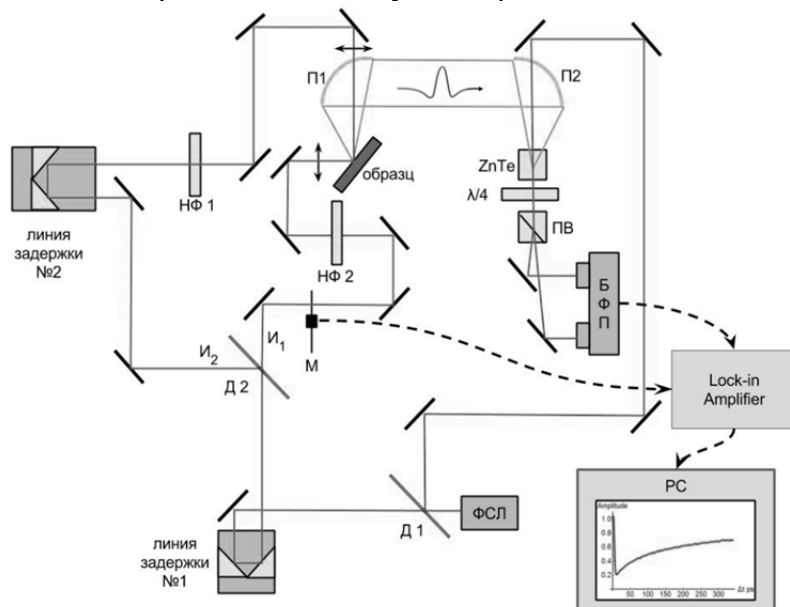


Рис. 4. Схема экспериментальной установки времяразрешенной спектроскопии (optical-pump terahertz generation-probe time-domain spectroscopy). Регистрация ТГц импульса осуществлялась с помощью техники электрооптического сэмплирования, в качестве кристалла использовался кристалл ZnTe (толщина 1 мм)

На представленных зависимостях (Рис. 5, Рис. 6) после возбуждения электронно-дырочной плазмы ТГц поле генерируемого импульса падает, а затем медленно восстанавливается. Падение эффективности ТГц генерации, в основном, обусловлено экранированием внутреннего поля в нанокристалле (поверхностное поле возле верхней грани нанокристалла и поле n^+/n перехода). В дальнейшем, наблюдается двухэкспоненциальное восстановление при высоком уровне возбуждения. Для наноструктуры, имеющей период между нанокристаллами 600 нм. Наблюдается похожая картина. Начальный небольшой рост эффективности ТГц генерации обусловлен влиянием модуляции ТГц импульса, генерируемого импульсом накачки. Также видно, что начальный спад ТГц поля происходит по экспоненциальному закону с коэффициентом определяемым уровнем возбуждения. Для

наноструктуры, имеющей период между нанокристаллами 600 нм, при равных интенсивностях возбуждения скорость уменьшения эффективности ТГц генерации выше.

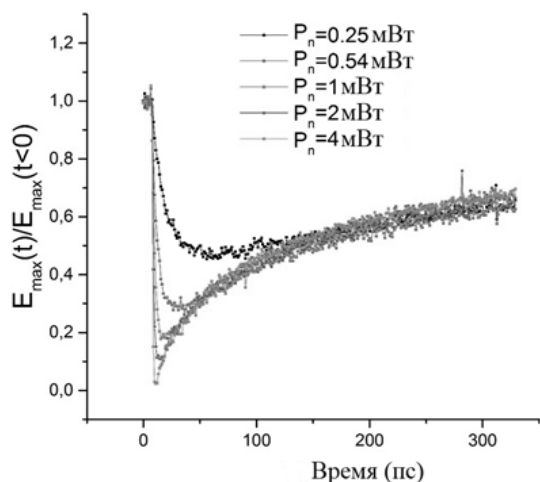


Рис. 5. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля (нормированной на амплитуду ТГц поля при $t < 0$) от времени задержки между фемтосекундными импульсами при разных уровнях возбуждения для массива GaAs ННК ($d=150$ нм, $a=1200$ нм)

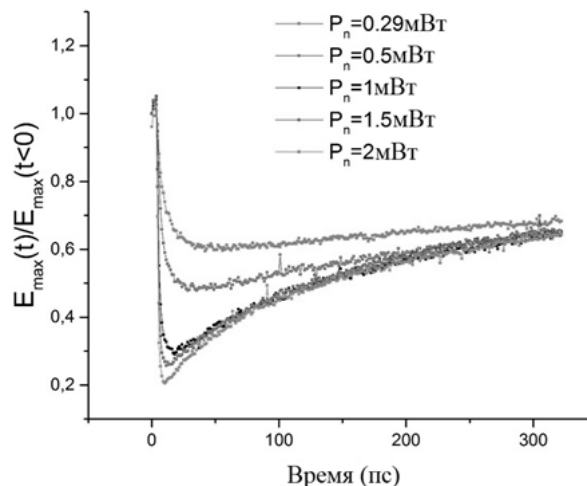


Рис. 6. Зависимость максимальной амплитуды ТГц поля (нормированной на амплитуду ТГц поля при $t < 0$) от времени задержки между фемтосекундными импульсами при разных уровнях возбуждения для массива GaAs ННК ($d=150$ нм, $a=600$ нм)

Падение эффективности генерации ТГц излучения в полупроводниковых ННК на основе GaAs обусловлено экранированием контактного поля за счет разделения неравновесных электронов и дырок и их транспортом в поверхностном и контактном полях.

Из Рис. 5 и 6 видно, что при низком уровне возбуждения восстановление эффективности ТГц генерации носит моноэкспоненциальный характер с временами порядка 1 нс. Без возбуждения электронно-дырочной плазмы в ННК, нанокристалл полностью обеднен электронами – они находятся на поверхностных уровнях. Для ННК с диаметром 150 нм изгиб зон в радиальном направлении составляет 23 мВ, т.е. порядка КТ. Поэтому при низком уровне возбуждения электроны будут захватываться на поверхностные уровни, при этом они будут продолжать экранировать внутреннее поле, так как помимо движения к поверхности электроны движутся вдоль нанокристалла. В данном случае время восстановления эффективности ТГц генерации, в основном, будет определяться захватом неравновесных дырок на поверхностные центры – безызлучательной рекомбинацией. Из экспериментальных результатов следует, что при средней интенсивности порядка 1 мВт (это примерно соответствует концентрации неравновесных носителей 10^{15} см^{-3} , при таких уровнях электроны почти полностью будут захватываться на поверхностные уровни) эффективность ТГц генерации падает практически в два раза, соответственно, и внутреннее поле падает в два раза и начинает появляться быстрая динамика восстановления эффективности ТГц генерации. На этот момент в объеме ННК практически нет электронов, создан градиент концентрации дырок за счет их движения к верхней грани ННК и, поэтому происходит перезарядка емкости обедненного поверхностного слоя за счет диффузии дырок. Оценка времени диффузии дырок составила порядка 20 пс, что по порядку соответствует времени наблюдаемой в эксперименте быстрой кинетики восстановления. В дальнейшем происходит в основном захват дырок на поверхностные уровни, занятые электронами.

Таким образом в настоящей работе проведены исследования процессов ТГц генерации в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах и эффектов влияния электронно-дырочной плазмы, создаваемой фемтосекундным оптическим импульсом, на генерацию ТГц излучения в полупроводниковых ННК на основе GaAs. Последние исследования показали, что временная динамика фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых ННК определяется как быстрым движением электронов в локальном электрическом поле (зарядка емкости

обедненного поверхностного слоя) и их быстрым захватом на поверхностные центры, так и диффузией дырок (перезарядка емкости) и их медленным захватом на поверхностные центры.

1. P. Yang, R. Yan, M. Fardy, "Semiconductor Nanowire: What's Next?", *Nano Lett.*, **10**(5), 1529–1536 (2010)
2. Y. Guerfi, G. Larrieu, Vertical Silicon Nanowire Field Effect Transistors with Nanoscale Gate-All-Around, *Nanoscale Research Letters*, **11**(210), 1034-1037 (2016)
3. A. G. Sarwar, S. D. Carnevale, F. Yang, T. F. Kent, J.J. Jamison, D. W. McComb, R.C. Myers, Semiconductor Nanowire Light-Emitting Diodes Grown on Metal: A Direction Toward Large-Scale Fabrication of Nanowire Devices. *Small*, **11**(40), 5402–5408 (2015)
4. J.C. Johnson, H.J Choi, K.P. Knutsen, R.D. Schaller, P. Yang, R.J. Saykally, Single gallium nitride nanowire lasers, *Nature Materials*, **1**, 106 – 110 (2002)
5. G. Otnes, M.T. Borgström, Towards high efficiency nanowire solar cells, *Nano Today*, **12**, 31–45 (2017).
6. Z. Wang, X. Pan, Y. He, Y. Hu, H. Gu, Y. Wang, Piezoelectric Nanowires in Energy Harvesting Applications, *Advances in Materials Science and Engineering*, **165631**, (2015)
7. K. Peng, P. Parkinson, L. Fu, Q. Gao, N. Jiang, Y.N. Guo, F. Wang, H.J. Joyce, J.L. Boland, H.H. Tan, C. Jagadish, M.B. Johnston, Single nanowire photoconductive terahertz detectors, *Nano Lett*, **15**(1), 206-210 (2014)
8. A.I. Arlauskas, J. Treu, K. Saller, I. Beleckaitė, G. Koblmüller, A. Krotkus., Strong terahertz emission and its origin from catalyst-free InAs nanowire arrays, *Nano Lett.* **14**(3). 1508-1514 (2014)
9. V.D. Seletskiy, P. Michael, J.G. Hasselbeck, Jeffrey G. Cederberg, Aaron Katzenmeyer, Maria E. Toimil-Molares, François Léonard, A. Alec Talin, and Mansoor Sheik-Bahae, Efficient terahertz emission from InAs nanowires, *Phys. Rev. B*, **84**, 115421 (2011).
10. Trukhin V.N., Bouravleuv A.D., Mustafin I.A., Kakko J.P., Huhtio T., Cirilin G.E., Lipsanen H., Generation of terahertz radiation in ordered arrays of GaAs nanowires, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 25 (2015).
11. В.Н. Трухин, А.Д. Буравлев, И.А. Мустафин, Г.Э. Цырлин, Д.И. Курицын, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, J.P. Kakko, T. Huhtio, H. Lipsanen, Резонансный характер генерации терагерцового излучения в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах, *ФТП*, **50**(12), 1587-1591(2016).
12. В.Н. Трухин, А.Д. Буравлев, И.А. Мустафин, Г.Э. Цырлин, J.P. Kakko, H. Lipsanen, Сверхбыстрая динамика электронно-дырочной плазмы в полупроводниковых нитевидных нанокристаллах, *ФТП*, **51**(12), 1631 (2017).

НЕЛИНЕЙНЫЕ КРИСТАЛЛЫ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО КАСКАДНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СО ЛАЗЕРА

Бадиков Д.В.***, Ионин А.А.*, Киняевский И.О.*, Климачев Ю.М.*,
Можаева В.А.****

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

** Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия

*** Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва,
Россия

Исследовались нелинейные кристаллы на возможность осуществления широкополосного каскадного преобразования частоты излучения СО лазера. Расчёты показали, что потенциально наиболее эффективным является кристалл $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$.

Для решения ряда научных и прикладных задач, например, таких как газовый анализ, диагностика плазмы и других, необходимо иметь источник лазерного излучения среднего ИК диапазона, генерирующий в широкой полосе частот или с возможностью перестройки в широкой области спектра. Такой источник представляет особый интерес для анализа многокомпонентных газовых сред, где требуется выявить отдельные составляющие, подбирая при этом наиболее информативные частоты излучения.

Одними из таких источников излучения являются широкополосные лазерные системы на базе молекулярных газовых лазеров с преобразованием их частоты излучения в нелинейных кристаллах [1-3]. Например, экспериментально реализовано широкополосное двухкаскадное преобразование частоты излучения СО лазера в кристаллах ZnGeP_2 [1, 2] и AgGaSe_2 [3], которое включает в себя одновременную генерацию суммарных и разностных частот. В результате на базе одного СО лазера и одного нелинейного кристалла ZnGeP_2 была разработана широкополосная лазерная система, действующий одновременно как минимум на ~670 линиях в интервале длин волн от 2.5 мкм до 8.3 мкм [2].

В данной работе проведено исследование нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона, позволяющих осуществить широкополосное преобразование частоты излучения СО лазера, и их сравнительный анализ, направленный на поиск наиболее подходящего кристалла.

Критерии выбора нелинейных кристаллов были следующие: 1) прозрачность в широком интервале длин волн среднего ИК диапазона Tr (см. Таблицу), 2) выполнение некритичного спектрального фазового синхронизма для излучения СО лазера (интервал длин волн 5-6 мкм) и 3) высокий нелинейный коэффициент. Анализ нелинейных кристаллов, представленных в справочнике [4], а также некоторых новых, показал, что помимо кристаллов ZnGeP_2 и AgGaSe_2 , широкополосное двухкаскадное преобразование частоты излучения СО лазера возможно в кристаллах GaSe и $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$.

Для оценки эффективности рассматриваемых кристаллов был проведен расчет коэффициента преобразования K излучения СО лазера с длиной волны $\lambda_1 = 5$ мкм во вторую гармонику, что соответствует первому каскаду преобразования. Значения угла фазового синхронизма θ представлены в Таблице. Расчёт осуществлялся в приближении плоских волн и нелинейного режима преобразования в условиях точного фазового синхронизма по формуле [4]:

$$K = th^2\left(\frac{L}{L_{нел}}\right), \quad (1)$$

где L - длина кристалла, $L_{нел}$ - длина нелинейного взаимодействия, (длина, на которой эффективность преобразования составляет $\approx 58\%$), рассчитываемая по формуле [4]:

$$L_{нел} = \frac{n_3 \lambda_1}{2\pi^2 d_{эф}} \cdot \left(\frac{n_1}{752 \cdot I}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где n_3, n_1 – показатель преломления для излучения второй гармоники и волны накачки, λ_1 – длина волны излучения накачки, $d_{\text{эф}}$ – эффективная нелинейность кристалла и I – интенсивность излучения накачки. Для учета оптической прочности кристаллов, расчёт проводился для интенсивности излучения, равной соответствующему порогу оптического разрушения. Поскольку интенсивность оптического разрушения зависит от длины волны и длительности импульсов излучения, то были отобраны данные, измеренные в близких условиях: длина волны излучения ~ 10 мкм, длительность импульса 0.1 мкс. Данные по свойствам и порогу оптического разрушения кристаллов ZnGeP_2 , GaSe и AgGaSe_2 были взяты из справочника [4], а для кристалла $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ из работы [5] (см. Таблицу).

На Рис. 1 представлены рассчитанные зависимости эффективности генерации второй гармоники от длины кристалла.

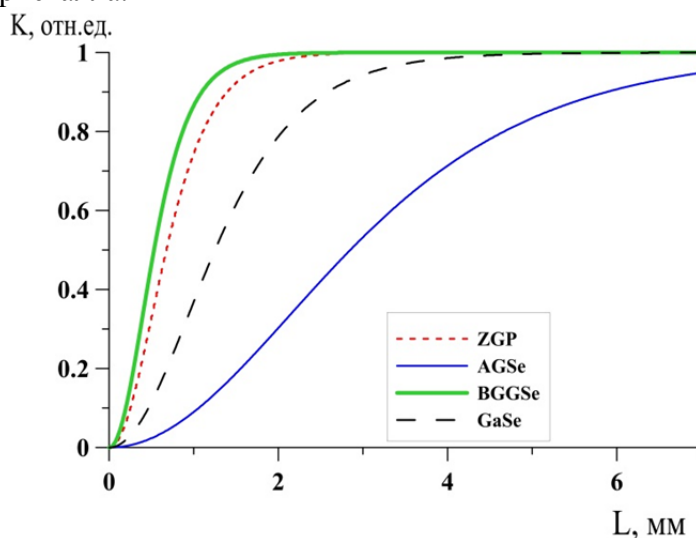


Рис. 1. Зависимости эффективности генерации второй гармоники от длины кристалла

Из Рис. 1 видно, что в рассматриваемых условиях наиболее эффективным является кристалл $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$, в котором перекачка мощности во вторую гармонику происходит на длине меньшей, чем в других кристаллах. Наименее эффективным среди рассматриваемых оказался кристалл AgGaSe_2 . Следует заметить, что при расчете не учитывались такие ограничивающие факторы, как эффект сноса вектора Пойтинга, форма Гауссова пучка и другие.

Второй каскад преобразования соответствует генерации разностной частоты между излучением второй гармоники с длиной волны 2.5 мкм (1 каскад) и широкополосным излучением СО лазера накачки. Для оценки потенциальной ширины спектра излучения второго каскада преобразования, рассчитаны значения функции sinc^2 , которая характеризует уменьшение эффективности преобразования из-за фазового рассогласования Δk при отстройке от точного синхронизма [4]:

$$\text{sinc}^2\left(\Delta k(\lambda)\frac{L2\pi}{2}\right). \quad (3)$$

Расчёт функции sinc^2 осуществлялся для всех возможных комбинаций волн накачки λ_1 (и λ_2) при фиксированном значении длины волны излучения второй гармоники $\lambda_3=2.5$ мкм. Значение угла фазового синхронизма Θ было тем же самым, что и в первом каскаде преобразования. Рассчитанная зависимость функции sinc^2 от длины волны $\lambda_{1,2}$ представлена на Рис. 2.

На Рис. 2 ширина максимума по полувысоте ($\Delta\lambda$) характеризует одновременно предел возможности варьирования частоты излучения накачки и соответствующей ей разностной частоты. Из Рис. 2 видно, что для всех рассматриваемых кристаллов имеется возможность получения широкого спектра излучения второго каскада преобразования, то есть можно осуществить широкополосное двухкаскадное преобразование частоты излучения СО лазера, при этом наибольшая потенциальная ширина спектра ожидается у кристаллов GaSe и $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$.

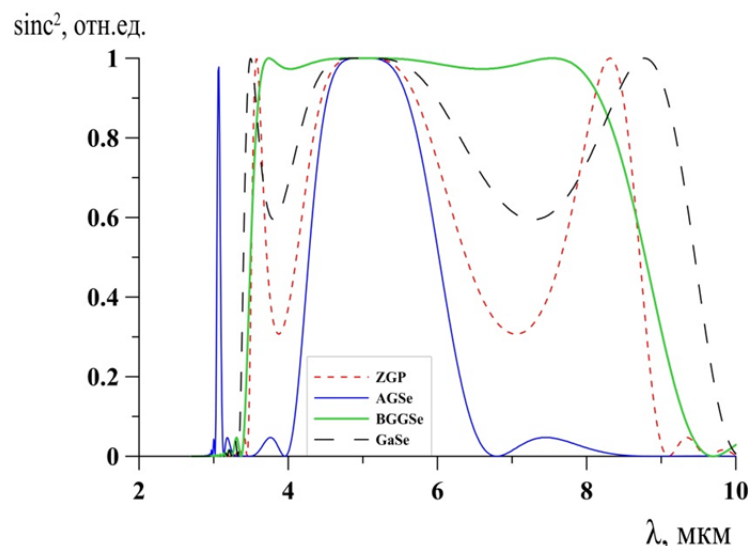


Рис. 2. Зависимость функции sinc^2 , от длины волны излучения

Условия и результаты расчёта сведены в общую таблицу.

Таблица. Условия и результаты расчёта

Кристалл	T_r , мкм	Θ , °	I , МВт/см ²	$L_{\text{нел}}$, мм	$\Delta\lambda$, мкм
AgGaSe ₂	0.71..18	42.478	20	3.23	1.76
GaSe	0.65..18	10.843	30	1.42	6.07
BaGa ₂ GeSe ₆	0.6..16	21.499	110	0.6	5.29
ZnGeP ₂	0.74..12	48.036	78	0.77	5.21

Таким образом, проведены расчёты и анализ свойств нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона, позволяющих осуществить широкополосное каскадное преобразование частоты излучения СО лазера. Расчёты показали, что потенциально наиболее эффективным является кристалл BaGa₂GeSe₆, при этом наибольшая ширина спектра излучения второго каскада ожидается в кристаллах GaSe и BaGa₂GeSe₆.

Работа поддержана грантом РФФ №16-19-10619.

1. Yu.M. Andreev, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy et al., *Quantum Electronics*, **43**, 139-143, (2013).
2. A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, Yu.M. Klimachev et al., *Optics Letters*, **37**, 2838–2840, (2012).
3. O.V. Budilova, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy et al., *Optics Letters*, **41**, 777-780, (2016).
4. V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, // Springer Series in Optical Sciences, Springer, Berlin, pp. 413, (1999).
5. V.V. Badikov, D.V. Badikov, V.B. Laptev et al., *Optical Materials Express*, **6**, 2933-2938, (2016).

ДИНАМИКА ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ДИПОЛЯРИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

Васильева О.Ф.

Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

Изучена динамика диполяритонов в микрорезонаторе в режиме параметрического осциллятора, в условиях точного резонанса. Рассмотрены три канала рассеяния диполяритонов. Получены периодический, аperiodический режимы эволюции диполяритонов.

Диполяритон – бозонная частица, которая образуется в связанных двойных квантовых ямах в микрорезонаторе. Диполяритон представляет собой суперпозицию фотона микрорезонатора, прямого и непрямого экситона. Здесь прямой экситон является связанным состоянием электронно–дырочной пары одной и той же ямы, а непрямой экситон образуется путем связывания электрона и дырки соседних ям. Обычно непрямой экситон слабо связан со светом из-за слабого перекрытия волновых функций электрона и дырки. Однако если использовать асимметричные квантовые ямы, то подбором электрического поля можно обеспечить сильную связь всех трех компонент. Связанное состояние фотона микрорезонатора с прямым и непрямым экситонами приводит к формированию собственных мод системы с тремя ветвями закона дисперсии, нижней, средней и верхней диполяритонными ветвями.

Мы изучили динамику диполяритонных возбуждений в режиме параметрического осциллятора на временах меньших времени релаксации возбуждений. Существенный интерес представляет исследование поведения диполяритонов в нестационарном режиме, когда накачка осуществляется фемтосекундным импульсом лазерного излучения. В этом случае можно считать, что ультракороткие импульсы возбуждения служат лишь для создания начальных плотностей диполяритонов. Затем система предоставляется самой себе и она эволюционирует во времени. Мы считаем, что с помощью ультракоротких импульсов резонансного лазерного излучения в микрорезонаторе создается система когерентных диполяритонов. Особенности эволюции системы будут проявляться в генерации вторичных субимпульсов излучения.

Мы рассмотрели ситуацию, когда диполяритоны большой плотности возбуждаются на средней ветви закона дисперсии (Рис.) мощным импульсом лазерного излучения (накачка).

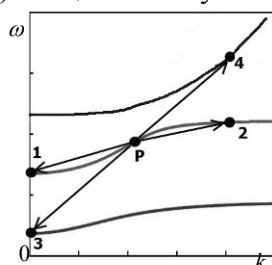


Рисунок. Энергетическая схема диполяритонов

В результате возникает параметрическое рассеяние диполяритонов накачки и генерация диполяритонов сигнальной и холостой мод. При этом возможны три канала рассеяния диполяритонов, удовлетворяющие законам сохранения энергии и импульса. Один из них – это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием диполяритонов сигнальной и холостой мод на средней ветви закона дисперсии: $2\vec{k}_p \leftrightarrow \vec{k}_1 + \vec{k}_2$. Другой канал – это рассеяние пары диполяритонов накачки с образованием сигнального диполяритона на нижней ветви и холостого диполяритона на верхней ветви закона дисперсии: $2\vec{k}_p \leftrightarrow \vec{k}_3 + \vec{k}_4$. При этом $\vec{k}_1(\vec{k}_2)$ не обязательно равен $\vec{k}_3(\vec{k}_4)$. Наконец, третий канал – это рассеяние сигнального и холостого диполяритонов средней ветви в сигнальный диполяритон нижней ветви и холостой диполяритон верхней ветви: $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 \leftrightarrow \vec{k}_3 + \vec{k}_4$. При больших уровнях возбуждения плотности диполяритонов на указанных модах могут быть достаточно большими. Переходы по каждому

из указанных каналов могут происходить как в прямом, так и в обратном направлениях. Это и определяет динамику изменения плотностей диполяритонов на каждой моде. Гамильтониан взаимодействия, описывающий процесс параметрического рассеяния рупр-диполяритонов в диполяритоны сигнальной и холостой мод, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} = & \hbar g_1 (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_2 \hat{a}_1) + \hbar g_2 (\hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_3 \hat{a}_4) + \\ & + \hbar g (\hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ \hat{a}_3 \hat{a}_4 + \hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ \hat{a}_1 \hat{a}_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где g_1 , g_2 и g – константы взаимодействия по каждому каналу рассеяния, \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$) – операторы уничтожения диполяритонов накачки, а также сигнальной ($i = 1, 3$) и холостой ($i = 2, 4$) мод соответственно. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов \hat{a}_p и \hat{a}_i ($i = 1, \dots, 4$). Усредняя эту систему и используя приближение среднего поля (mean field approximation), для комплексных амплитуд диполяритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle$, $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$ ($i = 1, \dots, 4$), получаем следующую систему эволюционных уравнений:

$$\begin{aligned} i\dot{a}_p = & \omega_p a_p + 2g_1 a_p^* a_1 a_2 + 2g_2 a_p^* a_3 a_4, \\ i\dot{a}_1 = & \omega_1 a_1 + g_1 a_2^* a_p a_p + g a_2^* a_3 a_4, \quad i\dot{a}_2 = \omega_2 a_2 + g_1 a_1^* a_p a_p + g a_1^* a_3 a_4, \\ i\dot{a}_3 = & \omega_3 a_3 + g_2 a_1^* a_p a_p + g a_4^* a_1 a_2, \quad i\dot{a}_4 = \omega_4 a_4 + g_2 a_3^* a_p a_p + g a_3^* a_1 a_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где ω_p , ω_i ($i = 1, \dots, 4$) – собственные частоты диполяритонов.

В условиях точного резонанса, когда $2\omega_p = \omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$, решения этих уравнений ищем в виде: $a_p = A_p \exp(i\varphi_p)$, $a_i = A_i \exp(i\varphi_i)$ ($i = 1, \dots, 4$), где A_p , A_i и φ_p , φ_i – действительные амплитуды и фазы. Вводя далее плотности диполяритонов $N_p = A_p^2$, $N_j = A_j^2$ ($j = 1, 2, 3, 4$), мы приходим к следующей системе нелинейных эволюционных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{N}_p = & -4g_1 N_p \sqrt{N_1 N_2} \sin \theta_{12} - 4g_2 N_p \sqrt{N_3 N_4} \sin \theta_{34}, \\ \dot{N}_1 = \dot{N}_2 = & 2g_1 N_p \sqrt{N_1 N_2} \sin \theta_{12} + 2g \sqrt{N_1 N_2 N_3 N_4} \sin(\theta_{12} - \theta_{34}), \\ \dot{N}_3 = \dot{N}_4 = & 2g_2 N_p \sqrt{N_3 N_4} \sin \theta_{34} - 2g \sqrt{N_1 N_2 N_3 N_4} \sin(\theta_{12} - \theta_{34}), \\ \dot{\theta}_{12} = & g_1 \left(-4\sqrt{N_1 N_2} + N_p \frac{N_1 + N_2}{\sqrt{N_1 N_2}} \right) \cos \theta_{12} - 4g_2 \sqrt{N_3 N_4} \cos \theta_{34} + \\ & + g \sqrt{N_3 N_4} \frac{N_1 + N_2}{\sqrt{N_1 N_2}} \cos(\theta_{12} - \theta_{34}), \\ \dot{\theta}_{34} = & g_2 \left(-4\sqrt{N_3 N_4} + N_p \frac{N_3 + N_4}{\sqrt{N_3 N_4}} \right) \cos \theta_{34} - 4g_1 \sqrt{N_1 N_2} \cos \theta_{12} + \\ & + g \sqrt{N_1 N_2} \frac{N_3 + N_4}{\sqrt{N_3 N_4}} \cos(\theta_{12} - \theta_{34}) \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрим эволюцию системы диполяритонов в случае, когда начальная плотность диполяритонов накачки равна нулю ($N_{p0} = 0$). В этом случае эволюция системы существенно определяется начальными плотностями диполяритонов N_{10} , N_{20} , N_{30} и N_{40} и начальной разностью фаз θ_0 . Рассмотрим сначала подробнее эволюцию системы при начальной разности фаз $\theta_0 = (2n+1)\pi/2$ ($n = 0, 1, \dots$). В этом случае разность фаз $\theta(t)$ остается постоянной во времени, равной θ_0 , тогда как плотности диполяритонов $N_j(t)$ ($j = 0, 1, 2, 3, 4$) изменяются во времени. В случае эволюции системы при $\theta_0 = (2n+1)\pi/2$ ($n = 0, 1, \dots$) поведение функции $N_1(t)$ (и всех других функций) определяется только значениями начальных плотностей диполяритонов N_{j0} ($j = 0, 1, 2, 3, 4$). Пусть $N_{10} < N_{20}$, а $N_{30} < N_{40}$. Тогда решение уравнение

$$\frac{dN_1}{dt} = \pm 2g\sqrt{N_1(N_1 - N_{10} + N_{20})(N_1 - N_{10} - N_{30})(N_1 - N_{10} - N_{40})} \quad \text{имеет} \quad \text{вид:}$$

$$N_1 = \frac{(N_{20} - N_{10})(N_{30} + N_{10})\text{sn}^2(2K(k)t/T_1 \pm \varphi_0)}{N_{20} + N_{30} - (N_{30} + N_{10})\text{sn}^2(2K(k)t/T_1 \pm \varphi_0)}, \quad (4)$$

где $\text{sn}(x)$ – эллиптический синус с модулем k , параметром φ которые определяются

выражениями: $k^2 = \frac{(N_{20} + N_{40})(N_{10} + N_{30})}{(N_{10} + N_{40})(N_{20} + N_{30})}$, $\varphi_0 = \arcsin \sqrt{\frac{N_{10} N_{20} + N_{30}}{N_{20} N_{10} + N_{30}}}$, где $K(k)$ – полный

эллиптический интеграл первого рода с модулем k . Из (4) видно, что плотность диполяритонов $N_1(t)$ периодически осциллирует со временем в пределах от нуля до максимальной плотности $N_{10} + N_{30}$. При условии, что $N_{10} = N_{20}$ (но $N_{30} < N_{40}$ по – прежнему)

решение представляется в виде: $N_1 = \frac{(N_{10} + N_{30})(N_{10} + N_{40})}{N_{10} + N_{30} + (N_{40} - N_{30})\text{ch}^2\left(g\sqrt{(N_{10} + N_{30})(N_{10} + N_{40})}t \pm \psi_0\right)}$,

где $\psi_0 = \text{arch} \sqrt{\frac{N_{40} N_{10} + N_{30}}{N_{10} N_{40} - N_{30}}}$. Отсюда следует, что при $N_{10} = N_{20}$ эволюция системы становится

апериодической. Решение со знаком (+) в аргументе гиперболического косинуса монотонно убывает о временем от значения $N_1 = N_{10}$ до нуля при $t \rightarrow \infty$. Это означает, что все диполяритоны сигнальных мод N_1 и N_3 со временем превращаются в диполяритоны холостых мод N_2 и N_4 , чем эволюция и завершается. Решение со знаком (–) сначала монотонно растет от N_{10} до максимального значения $N_{10} + N_{30}$, которое достигается в момент времени t_1 , равный

$t_1 = \text{arch} \left(\sqrt{\frac{N_{40} N_{10} + N_{30}}{N_{10} N_{40} - N_{30}}} / \left(g\sqrt{(N_{10} + N_{30})(N_{10} + N_{40})} \right) \right)$, после чего монотонно убывает,

обращаясь в нуль при $t \rightarrow \infty$.

Таким образом мы получили, что в зависимости от начальных плотностей диполяритонов и начальной разности фаз возможны апериодический и периодический режимы эволюции диполяритонов.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ФОКУСИРУЮЩИХ ЛИНЗ

Иванов М.С., Илларионов А.И.*

Забайкальский институт железнодорожного транспорта, Чита, Россия

* Иркутский национальный исследовательский технический университет,
Иркутск, Россия

Представлен расчёт величины поперечной сферической aberrации различных фокусирующих линз в ИК - области спектра. Величина поперечной сферической aberrации линз определяется на основе анализа пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники.

Реальные оптические системы обладают различного вида aberrациями [1]. В случае, когда широкий световой пучок нормально падает на фокусирующую линзу, в большей степени проявляется сферическая aberrация, которая оказывает влияние на угловую структуру преобразованного в нелинейном кристалле излучения [2-4]. Измерения величины сферической в общем, и поперечной сферической aberrации в частности, различного рода линз, применяемых в оптических системах инфракрасной (ИК) оптики, невозможны традиционными методами, которые применимы для видимой области спектра.

В данной работе представлены результаты анализа исследования поперечной сферической aberrации различных оптических ИК-линз, основанные на методе преобразования с повышением частоты инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле (с использованием компьютерного моделирования). Компьютерное моделирование частотного преобразования пространственно-углового распределения сфокусированного гауссова пучка проводилось в среде Delphi 7.0. Необходимым условием чёткой визуализации пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники являлось наличие кристалла, вырезанного в направлении коллинеарного синхронизма (например, иодата лития). Кристалл устанавливался от исследуемой линзы на расстоянии главного фокуса линзы так, чтобы сфокусированное линзой излучение падало на его переднюю грань. На выходе из кристалла ПЗС-приёмником фиксируется aberrационная структура преобразованного излучения.

По угловым параметрам пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники определялись углы падения основного излучения на нелинейный кристалл. Учитывая геометрические характеристики фокусирующей оптической системы, а также углы падения излучения на нелинейный кристалл, определялась величина поперечной сферической aberrации ИК-линзы.

Для различных линз при фокусировке излучения в один и тот же кристалл aberrационная структура второй оптической гармоники с учётом поперечной сферической aberrации имеет одинаковый вид, но различные угловые характеристики: радиус-вектор и полярный угол.

Определив угловые параметры и используя основные уравнения расчёта пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники, можно вычислить величину поперечной сферической aberrации для различных ИК-линз.

Созданная компьютерная программа для расчёта δS величины поперечной сферической aberrации по анализу пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники апробирована на примере линз различного диаметра и материала.

Для определения δS из анализа структуры второй оптической гармоники в полярной системе координат (Рис. 2) нужно было определить угол падения α_i конкретного i -ого луча, учитывая угол φ под которым взаимодействуют сфокусированные пучки в нелинейном кристалле (Рис. 1), соответствующие кольцевой области (ограниченной кольцевым фокусом ρ_i).

Параметры пространственно угловой структуры второй оптической гармоники $\alpha_{2\omega}$ (радиус-вектор) и $\gamma_{2\omega}$ (угол между радиус-вектором и координатной осью) измерялись на

регистрируемой абберационной структуре в любой точке нижней кривой 2 (Рис. 2), определяющей преобразование световых волн в кольцевом фокусе исследуемой линзы, они нужны для определения ранее указанного угла φ .

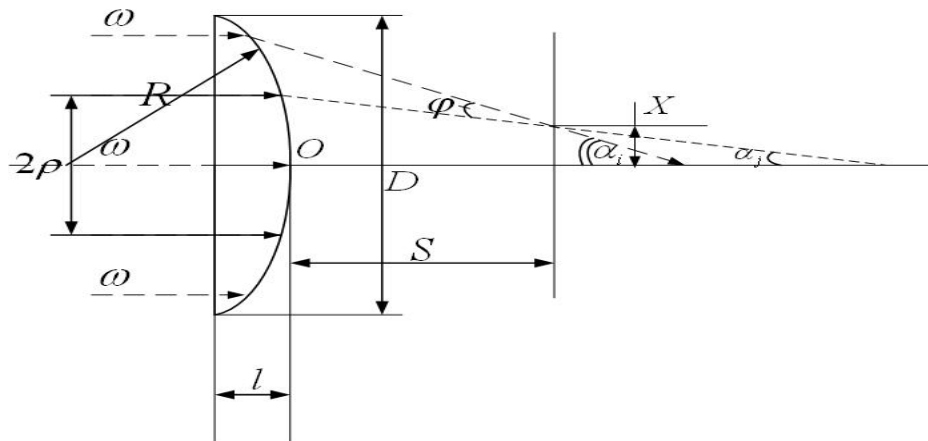


Рис. 1. Схема фокусировки излучения линзой с поперечной сферической абберацией $\delta S = X$, l – толщина линзы на оптической оси, кристалл расположен в окрестностях фокуса S для краевых лучей линзы

Учитывая геометрический ход луча в линзе, пространственные характеристики $\alpha_{2\omega}$ и $\gamma_{2\omega}$, а также зависимость $X = f(\alpha_i)$ [2], определяют α_i :

$$\begin{cases} 0 < \rho_i \leq D/2, \\ \varphi = \alpha_i - \alpha_j, \text{ когда } X_i = X_j. \end{cases} \quad (1)$$

$$X_i = \left(\frac{R}{\sqrt{n^2 + 1 - 2n \cos \alpha_i}} [C + \cos \alpha_i] - \sqrt{R^2 - (D/2)^2} - (S + l) \right) \cdot \text{tg}(\alpha_i) \quad (2)$$

$$C = \sqrt{n^2 - \cos \alpha_i (2n - \cos \alpha_i)} \quad (3)$$

где R , D – радиус кривизны и диаметр линзы соответственно, ρ_i – радиус i -ой кольцевой зоны, в выражениях (1) и (2) X_i расстояние от оптической оси линзы до точки падения луча на передней грани кристалла.

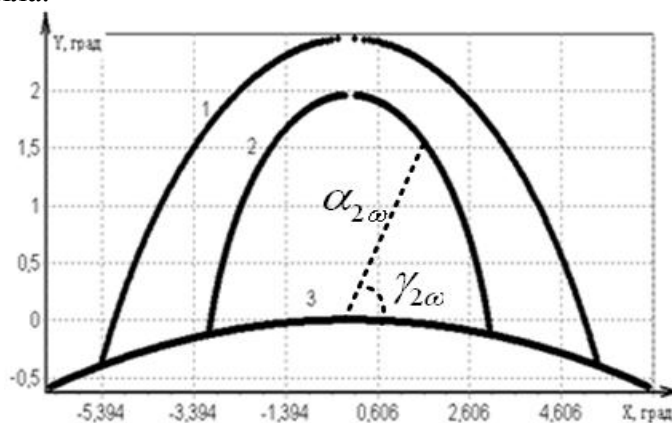


Рис. 2. Пространственно-угловая структура второй оптической гармоники при наличии сферической абберации в основном излучении ($\lambda = 1,064$ мкм) на выходе из нелинейного кристалла

По формуле (2) производится расчёт поперечной сферической абберации (δS) для определённого угла (α_i), с учётом геометрических параметров исследуемой линзы (R , l , D и n), а также нелинейных характеристик используемого кристалла.

Предложенная в данной работе методика измерения поперечной аберрации оптических систем позволит с достаточной точностью определять сферические аберрации линз при фокусировке ИК излучения.

1. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*. М.: Наука, 720, (1973).
2. V.I. Stroganov, A.I. Illarionov, *Opt. Com.* Vol. **35**, No. 3. 455-461, (1980).
3. А.И. Илларионов, О.В. Горева, М.С. Иванов, *Известия ВУЗов. Физика*, **54**, №2/2, 159-164, (2011);
4. А.И. Илларионов, М.С. Иванов, *Известия ВУЗов. Приборостроение*, **55**, № 1, 68-73, (2012).

АНАЛИЗ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Носов П.А., Павлов В.Ю.

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Рассмотрена задача анализа лазерных резонаторов произвольной конфигурации с учетом аберраций его элементов. Для ее решения рассмотрен метод лучевого пакета. Приведены результаты моделирования резонатора твердотельного лазера с использованием этого метода.

При разработке лазера решаются традиционные задачи анализа и синтеза с оптимизацией наиболее значимых параметров. В частности, для резонатора под задачей анализа понимается определение параметров лазерного пучка для известной схемы резонатора. Задача синтеза состоит в определении схемы резонатора и расчете конструктивных параметров ее элементов, их взаимного расположения, при которых обеспечивается формирование лазерного пучка с требуемыми (или близкими к желаемым) параметрами. Также может быть сформулирована задача оптимизации – синтез схемы резонатора, которая соответствует экстремуму целевой функции [1].

К настоящему времени представляется возможным составить полную математическую модель формирования оптическим резонатором всех характеристик лазерного излучения. Несмотря на это такая модель не используется. Это объясняется следующими причинами: 1) недостаточная мощность вычислительных средств, которые используют инженеры при проектировании лазерных оптико-электронных приборов; 2) сложно обобщить такую модель на многообразие оптических схем, число которых увеличивается по мере появления новой элементной базы и направлений применения лазеров. Все это привело к разделению комплексной задачи по определению всех параметров лазерного излучения и построению соответствующих им отдельных моделей.

Задача исследования открытых оптических резонаторов включает нахождение собственных типов колебаний, соответствующих им потерь, частотного спектра излучения, пространственного распределения поля в произвольном сечении и параметров лазерного пучка [1,2]. Для этого используют два подхода: волновой [2,3], при котором формируемое излучение рассматривается как волна, и геометрикооптический, основанный на представлении о лучах [4-6].

В рамках волнового подхода исследование электромагнитного поля в открытом резонаторе можно провести методом векторной теории дифракции. Этот метод основан на решении системы уравнений Максвелла с определенными начальными и граничными условиями на зеркалах резонатора [2,3]. Несмотря на то, что метод векторной теории дифракции позволяет провести строгое исследование собственных типов колебаний в открытом резонаторе и получить наиболее полную информацию о них, из-за его трудоемкости он практически не применяется. Поэтому важное значение имеют методы, которые без существенного упрощения сути задачи в рамках разумных допущений позволяют упростить ее решение. Так, исследование открытых резонаторов в рамках скалярной теории дифракции (т.е. векторный характер электромагнитного поля не учитывается) проводится с использованием метода интегрального уравнения. Применение этого метода позволяет значительно ускорить вычисления и в то же время получить адекватные результаты. В рамках скалярной теории дифракции каждая компонента электрического (или магнитного) поля рассматривается независимо и предполагается почти поперечно и однородно поляризованной (например, линейно или по кругу) [2]. Теоретический анализ и эксперименты показывают, что скалярная теория дает вполне адекватные результаты, поскольку линейные размеры резонатора (расстояние между зеркалами, радиусы кривизны зеркал, поперечные размеры) на много порядков превышают длину волны излучения [2,3].

Применение геометрической оптики для исследования открытых оптических резонаторов требует существенного изменения постановки задачи. Действительно, в долазерных задачах (расчет объективов, расчет прохождения радиоволн через неоднородные среды и др.) всегда задается некоторая исходная волновая поверхность (как правило, сферическая), и требуется определить волновую поверхность, получающуюся из исходной, после ее прохождения через

оптическую систему. Применительно к лазерным резонаторам постановка задачи иная – требуется отыскать такую волновую поверхность, которая воспроизводится после прохождения оптической системы, составляющей резонатор. Поэтому лазерные задачи сложнее прежних – прежние входят в лазерную задачу как составная часть и притом простейшая.

В геометрической оптике задача исследования резонатора решается путем определения траектории лучей, распространяющихся в резонаторе. В работах [4,5,7-9] показано, что для резонатора можно построить системы лучей, переходящие в себя при отражениях в зеркалах (собственные системы лучей). В одних случаях (как эллипсоидальный резонатор) их можно описать аналитически [5], в других – посредством численных расчетов. Для определения траектории луча в резонаторе применяют хорошо разработанные методы вычислительной оптики [10]. Далее находят область внутри резонатора, «зачерченную» лучевым пакетом, огибающую пучка и его пространственные параметры.

Таким образом, методы геометрической оптики предоставляют достаточно широкие возможности для исследования лазерных резонаторов с учетом aberrаций их оптических элементов, а в параксиальном приближении – упрощают задачу исследования резонатора. Получаемые при этом результаты согласуются с результатами волнового рассмотрения. Отметим, что метод геометрической оптики ранее использовался только для анализа «пустых» резонаторов.

Приведем результаты использования метода геометрической оптики для анализа многоэлементного резонатора. На Рисунке изображена каустика лазерного пучка, формируемого резонатором твердотельного лазера со следующими параметрами: $R_1 = -196,72$ мм, $l_1 = 220,0$ мм, $f'_1 = -70,0$ мм, $l_2 = 195,0$ мм, $f'_2 = f'_T = 250,0$ мм, $l_3 = 100,0$ мм, $f'_3 = -70,0$ мм, $l_4 = 75,0$ мм, $R_2 = 145,11$ мм, где R – радиусы кривизны зеркал, f' – задние фокусные расстояния внутрирезонаторных линз, причем вторая линза есть тепловая линза активного элемента, l_i – длины плеч резонатора. Данная схема резонатора обеспечивает формирование пучка с диаметром на тепловой линзе 5,0 мм. На Рисунке красным обозначены точки пересечения лучей с линзами резонатора.

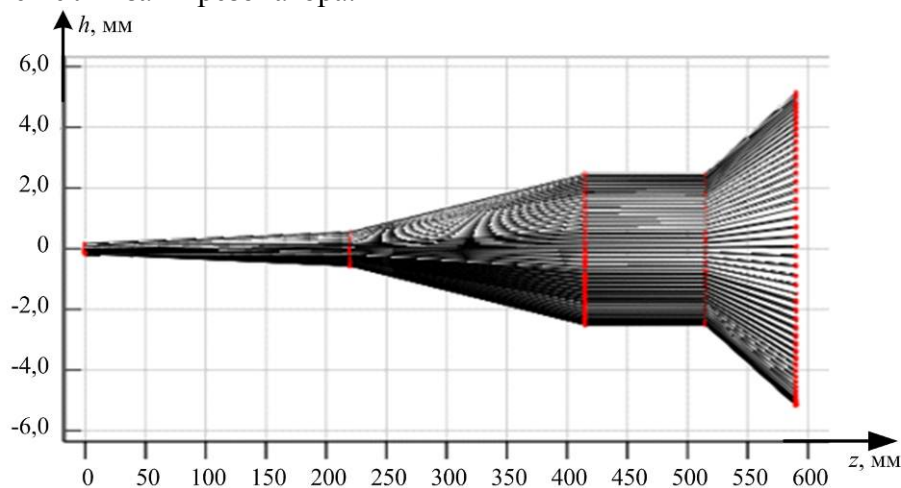


Рисунок. Каустика лазерного пучка в зеркально-линзовом резонаторе

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента РФ (грант № МК-6960.2016.8).

1. П.А.Носов, И.И. Пахомов, А.Ф. Ширанков, *Оптический журнал*, 77, №1, с. 28-35, (2010).
2. И.И. Пахомов, О.В. Рожков, В.Н. Рождествин, *Оптико-электронные квантовые приборы*, М.: Радио и связь, (1982).
3. Д. Маркузе, *Оптические волноводы*, М.: Мир, (1974).
4. И.И. Пахомов, А.Б. Цибуля, *Расчет оптических систем лазерных приборов*, М.: Радио и связь, (1986).
5. В.П. Быков, О.О. Силичев, *Лазерные резонаторы*, М.: Физматлит, (2004).

6. Ю.М. Климков, *Прикладная лазерная оптика*, М.: Машиностроение, (1985).
7. А.Б. Цибуля, В.Г. Чертов, А.Б. Шерешев, *Оптико-механическая промышленность*, №10, с. 66-72, (1977).
8. В.П. Быков, Л.А. Вайнштейн, *ЖЭТФ*, **47**, №8. с. 508-517, (1964).
9. Ю.А. Кравцов, *Изв. вузов. Радиофизика*, **7**, №4. с. 664-673, (1965).
10. М.М. Русинов, А.П. Грамматин, П.Д. Иванов, *Вычислительная оптика: Справочник*, М.: Издательство ЛКИ, (2008).

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ КРИТИЧЕСКАЯ МОЩНОСТЬ САМОФОКУСИРОВКИ УНИВЕРСАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТА В ВЕЩЕСТВЕ?

Князев М.А., Кислин Д.А., Choudhary S.*, Boyd R.W.*, Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*University of Rochester, Rochester, USA

Получено аналитическое выражение для условия, при котором понятие критической мощности самофокусировки теряет физический смысл из-за доминирования дисперсии волны над её дифракцией.

Хорошо известно уравнение распространения в нелинейной среде квазимонохроматических параксиальных волн:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial t^3} - i \gamma_1 |\varepsilon|^2 \varepsilon + \gamma_2 \frac{\partial}{\partial t} (|\varepsilon|^2 \varepsilon) = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \varepsilon,$$

где ε – огибающая электромагнитной волны, $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$, $V = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}^{-1}$, $\beta_2 = \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$,

$$\beta_3 = \left(\frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} \right)_{\omega_0}, \gamma_1 = \frac{n_2 \omega_0}{2c}, \gamma_2 = \frac{n_2}{2c}.$$

Введём нормированные переменные:

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \tilde{t} = \frac{t}{\tau_0}, \tilde{x} = \frac{x}{r_0}, \tilde{y} = \frac{y}{r_0}, \text{ где } \varepsilon_0 - \text{ максимальная амплитуда волны на входе в}$$

нелинейную среду, τ_0 – её длительность, r_0 – поперечный размер.

Получаем в новых переменных уравнение вида

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{L_w} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{t}} + \frac{i}{L_{D1}} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{t}^2} - \frac{1}{L_{D2}} \frac{\partial^3 \tilde{\varepsilon}}{\partial \tilde{t}^3} - \frac{i}{L_{NL1}} |\tilde{\varepsilon}|^2 \tilde{\varepsilon} + \frac{1}{L_{NL2}} \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} (|\tilde{\varepsilon}|^2 \tilde{\varepsilon}) = \frac{i}{L_{difr}} \tilde{\Delta}_{\perp} \tilde{\varepsilon},$$

где параметры $L_w = V \tau_0$, нелинейная длина $L_{NL1} = \frac{1}{\gamma_1 \varepsilon_0^2} = \frac{2c}{\omega_0 (n_2 \varepsilon_0^2)} = \frac{c}{\omega_0 (n_2 I)}$,

дисперсионная длина $L_{D1} = \frac{2\tau_0^2}{\beta_2}$, дифракционная длина $L_{difr} = 2k_0 r_0^2$, $L_{NL2} = \frac{\tau_0}{\gamma_2 \varepsilon_0^2} = \frac{2c\tau_0}{(n_2 \varepsilon_0^2)} = \frac{c\tau_0}{(n_2 I)}$

, $L_{D2} = \frac{6\tau_0^3}{\beta_3}$ характеризуют влияние на характер распространения излучения в среде различных физических явлений – нелинейности, дисперсии, дифракции.

Пусть $L_{NL1} = L_{difr}$, тогда $\frac{c}{\omega_0 n_2 I} = 2 \frac{\omega_0}{c} n_0 r_0^2$.

Введём $P_{cr} = (\pi r_0^2) I$, при которой $L_{NL1} = L_{difr}$ и влияние нелинейности отклика среды и дифракции близки. Тогда $P_{cr} = \frac{c^2 \pi}{2\omega_0^2 n_0 n_2} = \frac{\lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2}$. Что с точностью до постоянного коэффициента совпадает с известным выражением [1]. Что говорит о достоверности оценок длин нелинейности и дифракции.

Обратим внимание, что при $L_{D1} < L_{difr}$ нелинейность будет конкурировать не с дифракцией, а с дисперсией. Понятие P_{cr} начнёт терять свой исходный смысл. Оценим условия этого.

$$\frac{2\tau_0^2}{\beta_2} < 2k_0 r_0^2, \text{ т.е. } \frac{\tau_0^2}{r_0^2} < k_0 \beta_2 \text{ или } \frac{\tau_0}{r_0} < \sqrt{k_0 \beta_2}.$$

Рассмотрим частный случай: $n(\omega) = N_0 + a\omega^2$, тогда $\beta_2 = 6a\omega_0$, $n(\omega_0) \equiv N_0 + \Delta n_{disp}$, где $\Delta n_{disp} = a\omega_0^2$.

Условие, при котором P_{cr} теряет смысл, принимает вид:

$$\frac{\tau_0^2}{r_0^2} < \frac{\omega_0}{c} n(\omega_0) 6a\omega_0 = 6 \frac{1}{c^2} n(\omega_0) \Delta n_{disp} \approx \frac{6}{c^2} N_0 \Delta n_{disp}$$

$$\text{или } \frac{c^2 \tau_0^2}{D_0^2} < \frac{3}{2} N_0 \Delta n_{disp},$$

здесь $D_0 = 2r_0$

$$\text{или } \frac{l_0}{D_0} < \sqrt{1.5 N_0 \Delta n_{disp}},$$

здесь $l_0 = c\tau_0$.

Таким образом, понятие критической мощности самофокусировки теряет физический смысл из-за доминирования дисперсии волны над её дифракцией при отношении продольного размера волнового пакета к его поперечному размеру, меньшем квадратного корня от произведения показателя преломления среды на его изменение из-за дисперсии в пределах ширины спектра излучения.

В заключение дадим характерные оценки:

излучение с $\lambda_0 = 800 \text{ нм}$, кварцевое стекло $N_0 = 1.45$, $\Delta n_{disp} = 0.0046$, $\frac{l_0}{D_0} < 0.1$;

излучение с $\lambda_0 = 300 \text{ мкм}$, ниобат лития $N_0 = 4.73$, $\Delta n_{disp} = 0.026$, $\frac{l_0}{D_0} < 0.4$ – для однопериодного ТГц импульса самофокусировка никогда не будет наблюдаться;

излучение $\lambda_0 = 600 \text{ нм}$, воздух $N_0 \approx 1$, $\Delta n_{disp} = 0.0001$, $\frac{l_0}{D_0} < 0.01$ – P_{cr} не теряет свой смысл во всех практических случаях (даже для импульсов из малого числа колебаний).

1. R.W. Boyd, Self-focusing: Past and present, *Springer-Verlag New York*, (2009).

**ДИНАМИКА АТОМНО-МОЛЕКУЛЯРНОЙ КОНВЕРСИИ ПОД
ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ**

Зинган А.П.

Приднестровский Государственный Университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова

В приближении среднего поля получена система нелинейных дифференциальных уравнений, описывающая динамику атомно-молекулярной конверсии под действием двух импульсов резонансного лазерного излучения произвольной формы. Показана возможность существования различных режимов временной эволюции системы в зависимости от начальных условий.

В связи с экспериментальным обнаружением бозе-эйнштейновской конденсации атомов и молекул при сверхнизких температурах в последнее время возник постоянно повышающийся интерес к новому, чрезвычайно перспективному, направлению исследований – к так называемой когерентной суперхимии. Особый интерес вызывает исследование динамики связанных атомно-молекулярных конденсатов в условиях проявления резонанса Фешбаха либо в условиях рамановской атомно-молекулярной конверсии с участием двух импульсов резонансного лазерного излучения. В настоящее время экспериментально получены новые, неизвестные до сих пор, молекулы, такие как Rb_2 , Li_2 , K_2 , Cs_2 , Cs_3 , Cs_4 , а также LiK , RbK , $LiKRb$ и др.

В данной работе изучена динамика процесса атомно–молекулярной конверсии под действием двух ультракоротких рамановских импульсов произвольной формы, которую формально можно изобразить в виде реакции $a + a + c_1 \leftrightarrow b + c_2$, где символы a и b представляют атом и молекулу соответственно, а c_1 и c_2 – фотоны с частотами ω_1 и ω_2 . Ранее в [1, 2] было показано, что имеют место периодический и аperiodический режимы атомно–молекулярной конверсии. Однако эволюция системы под действием ультракоротких импульсов лазерного излучения произвольной формы не изучалась. Вместе с тем импульсное возбуждение системы с длительностями импульсов, на много меньшими времен релаксации атомов и молекул, является наиболее интересным, так как оно допускает возможность гибкого управления процессом атомно–молекулярной конверсии.

Рассмотрим случай, когда оба импульса, падающие на систему атомов и молекул, являются ультракороткими. В данном случае плотность молекул растет до некоторого предельного значения. Это означает, что не все атомы успевают связаться попарно в молекулы за время действия импульсов и часть атомов сохраняется в системе. Но в то же время сохранившиеся атомы не стимулируют систему, так как рост временной переменной заканчивается. В этом случае отсутствует стимулирование процесса фотонами падающих импульсов.

Если в начальный момент времени в системе отсутствуют молекулы, то эволюция системы является аperiodической. При этом часть атомов превращается в молекулы, чем эволюция и завершается. Предельное значение плотности молекул определяется начальными плотностями атомов, молекул и фотонов обоих импульсов, а также полуширинами импульсов и временем задержки между ними.

Доказано, что увеличение времени задержки t_0 , дисбаланс полуширин τ_1 и τ_2 , уменьшение полуширин (и амплитуд) импульсов приводит к уменьшению общей площади перекрытия импульсов и к изменению особенностей временной эволюции системы (Рис. 1).

Из анализа результатов можно сделать вывод, что закономерности процесса стимулированной атомно–молекулярной конверсии определяются также и начальной разностью фаз наряду с начальными плотностями частиц. Отметим, что если ширина одного из импульсов на много меньше ширины другого, причем узкий импульс действует на фоне

широкого, то эффективность процесса определяется площадью узкого импульса и амплитудой широкого.

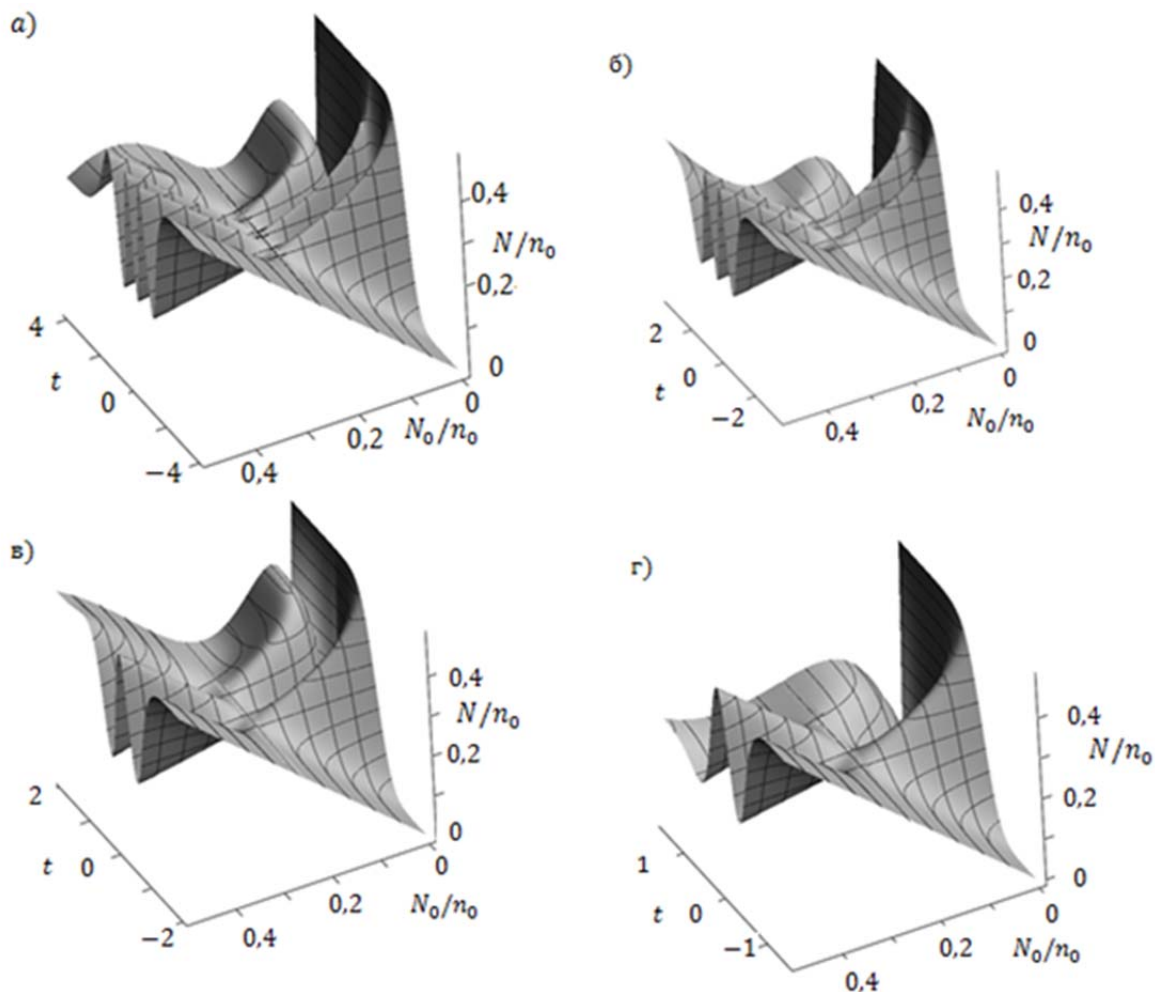


Рис. 1. Временная эволюция нормированной плотности молекул $\frac{N}{n_0}$ в зависимости от нормированной начальной плотности молекул $\frac{N_0}{n_0}$ при $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $f_{10}/n_0 = f_{20}/n_0 = 5$ а) $\tau_1 = \tau_2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $t_0 = 0$; б) $\tau_1 = \tau_2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $t_0 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$; в) $\tau_1 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $t_0 = 0$; г) $\tau_1 = \tau_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$, $t_0 = 0$, где n_0 – начальная концентрация атомов, N_0 – начальная концентрация молекул, f_{10} и f_{20} – начальные плотности фотонов обоих импульсов

В заключение отметим, что в приближении заданной плотности фотонов обоих импульсов, имеющих произвольную форму, удастся получить точные аналитические решения для плотности образующихся молекул путем введения площади перекрытия обоих импульсов либо площади одного из них. Видно, что эволюция системы может быть как периодической, так и аperiodической. Предсказана возможность контроля за ходом реакции и уровнем производства молекул вариацией площадей падающих импульсов и начальных плотностей материальных частиц.

1. P.I. Khadzhi, D.V. Tkachenko, J of Nanoelectronics and Optoelectronics, **4**, 101 (2009).
2. П.И. Хаджи, А.П. Зинган, ЖЭТФ, **139**, вып. 4, (2011).

СВЕРХУЗКИЕ РЕЗОНАНСЫ В СПЕКТРЕ ПОЛЯРИЗОВАННОСТИ ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО СО СЛАБЫМИ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

**Иванова А.В., Уварова С.В., Антипов А.Г., Коршок И.К., Матвеева Н.И.,
Пулькин С.А., Савельева С.В., Яковлева В.И.**

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Для трехуровневой системы атомов, взаимодействующих с полихроматическими полями, аналитически решена система дифференциальных уравнений матрицы плотности и рассчитан спектр поляризованности компонент пробного поля. Сверхузкие резонансы в спектре поляризованности на частоте пробного поля имеют место на кратных гармониках, субгармониках и на зеркальной относительно компоненты поля частоте.

Рассмотрим случай, когда на среду, состоящую из трехуровневых атомов с общим нижним уровнем 1, частотами переходов ω_{21} и ω_{31} , дипольными моментами переходов d_{21} и d_{31} и константами продольной и поперечной релаксации γ и Γ , действуют на переходе $1 \rightarrow 2$ слабое эквидистантное поле E_S и на переходе $1 \leftrightarrow 3$ зондирующее поле E_P :

$$E_S(t) = \frac{1}{2} \left(\left[E_{s0} + \sum_{m=1}^{M_1} E_{sm} (e^{im\Delta_s t} + e^{-im\Delta_s t}) \right] e^{i\omega_{s0}t} + \text{к.с.} \right),$$

$$E_P(t) = \frac{1}{2} \left(\left[E_{p0} + \sum_{m=1}^{M_2} E_{pm} (e^{im\Delta_p t} + e^{-im\Delta_p t}) \right] e^{i\omega_{p0}t} + \text{к.с.} \right),$$

где $\Delta_s = \omega_{sm+1} - \omega_{sm}$ и $\Delta_p = \omega_{pm+1} - \omega_{pm}$ – частотные расстояния между компонентами полей, $\omega_{s0} = \frac{1}{2}(\omega_{sM_1} + \omega_{s-M_1})$ и $\omega_{p0} = \frac{1}{2}(\omega_{pM_2} + \omega_{p-M_2})$ – средние частоты полей.

Для решения задачи был использован формализм матрицы плотности в рамках приближений неподвижного атома и вращающейся волны:

$$\frac{d}{dt} \rho_{11} = \lambda_1 - \gamma_1 \rho_{11} - 2 \operatorname{Im}(V_{21} e^{i\delta_{12}t} \rho_{12}) - 2 \operatorname{Im}(V_{31} e^{i\delta_{13}t} \rho_{13}), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{22} = \lambda_2 - \gamma_2 \rho_{22} + 2 \operatorname{Im}(V_{21} e^{i\delta_{12}t} \rho_{12}), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{33} = \lambda_3 - \gamma_3 \rho_{33} + 2 \operatorname{Im}(V_{31} e^{i\delta_{13}t} \rho_{13}), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{12} = -\Gamma_{12} \rho_{12} + i(V_{21}^* e^{i\delta_{12}t} (\rho_{11} - \rho_{22}) - V_{31}^* e^{i\delta_{13}t} \rho_{23}^*), \quad (4)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{13} = -\Gamma_{13} \rho_{13} + i(V_{31}^* e^{i\delta_{13}t} (\rho_{11} - \rho_{33}) - V_{21}^* e^{i\delta_{12}t} \rho_{23}), \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \rho_{23} = -\Gamma_{23} \rho_{23} - i(V_{21} e^{-i\delta_{12}t} \rho_{13} - V_{31} e^{i\delta_{13}t} \rho_{12}^*), \quad (6)$$

где матричные элементы гамильтониана взаимодействия переходов

$$V_{21} = \frac{1}{2} \Omega_{s0} + \sum_{m=1}^{M_1} \Omega_{sm} \cos m\Delta_s t \quad \text{и} \quad V_{31} = \frac{1}{2} \Omega_{p0} + \sum_{m=1}^{M_2} \Omega_{pm} \cos m\Delta_p t \quad \text{в дипольном приближении}$$

$$\Omega_{sm} = -\frac{d_{21} E_{sm}}{\hbar} \quad \text{и} \quad \Omega_{pm} = -\frac{d_{31} E_{pm}}{\hbar}, \quad \delta_{12} = \omega_{s0} - \omega_{21} \quad \text{и} \quad \delta_{13} = \omega_{p0} - \omega_{31} \quad \text{– частотные отстройки средних}$$

частот полей от частот перехода, λ_j – накачка на j -й уровень, $j = 1, 2, 3$.

Аналитическое решение системы дифференциальных уравнений матрицы плотности (1-6) распадается на два этапа: 1) решение уравнений (1–2, 4) относительно ρ_{12} и $\rho_{11} - \rho_{22}$,

описывающее динамику двухуровневой системы в сильном поле, и вычисление разности диагональных элементов матрицы плотности $\rho_{11} - \rho_{33}$ из уравнений в «нулевом» приближении по слабому полю; 2) вычисление недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{13} с учетом влияния пробного поля, используя решения первого этапа.

Решение уравнений (1-2,4) получено в [1,2] для случая симметричного расположения компонент сильного поля относительно частоты перехода ($\delta_{12} = 0$), малых амплитуд пробного поля ($E_p \ll E_s, V_{31} = 0$). При $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2 = \Gamma_{12}$ уравнения сводятся подстановкой переменной $y = \rho_{11} - \rho_{22} + i2 \text{Im} \rho_{12}$ к одному уравнению[3]:

$$\frac{dy}{dt} + (\gamma - i2V_{21})y = \lambda_{12}, \text{ где } \lambda_{12} = \lambda_1 - \lambda_2.$$

Решение этого уравнения известно [1,2], находим временные зависимости разности заселенностей уровней и мнимой части недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} .

Для случая $\gamma = \gamma_3, \Gamma_{13} = \Gamma_{23}$ из уравнений (1-3) вычисляем временную зависимость разности населенностей $\rho_{11} - \rho_{33}$ и при решении уравнений (5-6) – комплексную амплитуду недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{13} .

Используя формулу для временной зависимости поляризации $P(t)$, перейдем к спектральной функции, усреднив $P(t)$ по времени. Поляризация на частоте компонент пробного поля $\omega_{pJ} = \omega_{p0} + (-1)^J \Delta_p$ определяется по формуле:

$$P(\omega_{pJ}) = d_{31} \left\langle \rho_{13}^*(t) e^{i\omega_{31}t} e^{-i\omega_{pJ}t} \right\rangle_t,$$

где $\langle \rangle_t$ - усреднение по времени и $J \in Z$.

После усреднения по времени поляризация будет иметь вид:

$$P(\omega_{pJ}) = \frac{id_{31}}{4} \sum_{Q=1}^2 \sum_{r=1}^{M_2} \sum_{n_r=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_r=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-M_2}^{M_2} D_{Qn_r l_r} \Omega_{pq} \left\{ \frac{\lambda_{13} \delta(J\Delta_p - f_{qn,l_r})}{\gamma(\Gamma_{13} + if_{ql,Q})} - \frac{\lambda_{12}}{4} \sum_{W=1}^2 \sum_{m=1}^{M_1} \sum_{n_m=-\infty}^{+\infty} \sum_{l_m=-\infty}^{+\infty} (-1)^W B_{n_m l_m} \times \right.$$

$$\left. \times (\gamma + i(-1)^W f_{n_m}) \left[\frac{\delta(J\Delta_p - f_{qn,l_r} - (-1)^W f_{n_m l_m})}{\Gamma_{13} + if_{ql,Wn_m l_m Q}} - i \sum_{j=-M_1}^{M_1} \frac{\Omega_{sj} \delta(J\Delta_p - f_{qn,l_r} - (-1)^W f_{Wn_m l_m j})}{(\gamma + i(-1)^W f_{Wn_m l_m j})(\Gamma_{13} + if_{ql,Wn_m l_m j Q})} \right] \right\},$$

где $\delta(J\Delta_p - f...)$ - дельта-функция, $J_{n_r} \left(\frac{(-1)^Q Z_{sr}}{2} \right)$, $J_{l_r} \left(\frac{(-1)^{Q+1} Z_{sr}}{2} \right)$, $J_{n_m}(-Z_{sm})$, $J_{l_m}(Z_{sm})$ -

функции Бесселя, $D_{Qn_r l_r} = \prod_{r=1}^{M_1} J_{n_r} \left(\frac{(-1)^Q Z_{sr}}{2} \right) J_{l_r} \left(\frac{(-1)^{Q+1} Z_{sr}}{2} \right)$, $Z_{sr} = \frac{2\Omega_{sr}}{r\Delta_s}$, $f_{qn,l_r} = f_{ql_r} + \sum_{r=1}^{M_1} n_r \Delta_s$,

$$f_{ql_r} = \delta_{13} - q\Delta_p + \sum_{r=1}^{M_1} l_r \Delta_s, \quad f_{ql,Q} = f_{ql_r} + (-1)^Q \frac{\Omega_{S0}}{2}, \quad B_{n_m l_m} = \frac{\prod_{m=1}^{M_1} J_{n_m}(-Z_{sm}) J_{l_m}(Z_{sm})}{\gamma^2 + f_{n_m}^2},$$

$$f_{n_m} = \Omega_{s0} - \sum_{m=1}^{M_1} n_m \Delta_s, \quad f_{n_m l_m} = \sum_{m=1}^{M_1} (n_m + l_m) \Delta_s, \quad f_{ql,Wn_m l_m Q} = f_{ql,Q} + (-1)^W f_{n_m l_m}, \quad f_{Wn_m l_m j} = (-1)^W f_{n_m l_m} + j\Delta_p,$$

$$f_{ql,Wn_m l_m j Q} = f_{ql,Q} + f_{Wn_m l_m j}.$$

Сверхузкие резонансы (СУР) в спектре поляризации J - компоненты пробного поля появляются на гармониках и субгармониках межмодовой частоты сильных полей Δ_s при равенстве нулю аргумента дельта-функции:

$$\Delta_p = \frac{m}{J - q} \Delta_s, \text{ где } m, J \in Z, -M_2 < q < M_2. \quad (7)$$

Аналитическое решение в приближении монохроматичности компонент полей дает «нулевую» (точечную) ширину сверхузкого резонанса. Точность значения коэффициента поглощения в точке СУР ограничена пределами изменения значений целых чисел индекса

функций Бесселя и может быть задана с точностью до любого знака после запятой. Условия появления СУР (7) совпадают с условиями, полученными из графиков численных расчетов [4,5].

1. Витушкин Л.Ф., Гайда Л.С., Зейликович И.С., Коротков В.И., Лазарюк С.В., Пулькин С.А., Топтыгина Г.И., *Изв. Акад. Наук. сер. физ.*, **56**, №8, 58-65, (1992).

2. Витушкин Л.Ф., Коротков В.И., Лазарюк С.В., Пулькин С.А., Топтыгина Г.И., *Опт. и спектр.*, **74**, №4, 786-794, (1993).

3. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск: Наука и техника, 1977.- 295с.

4. Витушкин Л.Ф., Лазарюк С.В., Пулькин С.А., Топтыгина Г.И., *Оптика и спектроскопия*, **73**, № 5, 880-887, (1992).

5. Пулькин С.А., Уварова С.В., Фрадкин Э.Е., *Оптика и спектроскопия*, **93**, № 2, 181, (2002).

ВОЛНОВОДНЫЕ СХЕМЫ, СФОРМИРОВАННЫЕ В ОБРАЗЦАХ НИОБАТА ЛИТИЯ СВЕТЛЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СОЛИТОНАМИ

Перин А.С., Будаев Б.М., Григорян Т.Л., Шандаров В.М.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по формированию канальных волноводов и волноводных систем светлыми пространственными оптическими солитонами в кристаллах ниобата лития.

Для создания целого ряда современных фотонных устройств и систем необходимы волноводные элементы и схемы с возможностью их быстрой реконфигурации [1]. Они могут основываться на сегнетоэлектрических кристаллах или более сложных слоистых структурах, использующих эффекты пространственных оптических солитонов [2]. Одним из наиболее интересных, с точки зрения нелинейно-оптических свойств, сегнетоэлектрических кристаллов, подходящих для этого, является ниобат лития (LiNbO_3) с фоторефрактивным нелинейным оптическим откликом дефокусирующего типа, который позволяет формировать в нем темные пространственные солитоны [3]. Целью данной работы является исследование волноводных элементов и схем, сформированных в объемных образцах LiNbO_3 двумерными светлыми пространственными оптическими солитонами при вкладе пирозлектрического эффекта в нелинейно-оптический отклик среды.

В экспериментах исследуются условия формирования одиночных волноводных каналов и волноводных направленных ответвителей, а также топология и время хранения таких систем в зависимости от длины волны света, ее интенсивности и поляризации, от поперечных профилей светового поля и условий нагрева кристалла.

Некоторые результаты экспериментов для двухканальной волноводной системы иллюстрируются картинками световых полей на входной и выходной плоскостях образца. На Рис. 1 приведены картины световых полей на входной (а) и выходной (б-д) гранях образца при длине волны света $\lambda=532$ нм, диаметре пучка на входной плоскости кристалла ~ 15 мкм, световой мощности 1 мВт и температуре образца, соответствующей комнатной ($T=25$ °С). Можно видеть, что вследствие линейной дифракции поперечный размер светового пятна на выходной грани увеличивается примерно до 75 мкм. Это соответствует режиму линейной дифракции светового поля. Увеличение световой мощности до 100 мВт приводит к индуцированию в освещенной области образца оптической неоднородности, обусловленной фоторефрактивным эффектом. Индуцированная оптическая неоднородность приводит к увеличению дифракционной расходимости светового пучка преимущественно в направлении оптической оси кристалла (Рис. 1, в). Для компенсации как линейной, так и нелинейной дифракции светового пучка кристалл нагревался до температуры 55 °С. В результате поперечные размеры световых пятен на выходной плоскости кристаллического образца уменьшаются до их размеров на входной плоскости, что свидетельствует о достижении режима светлых пространственных солитонов (Рис. 1, г, д). Время, необходимое для полной компенсации дифракции светового поля при указанных условиях экспериментов составляло от 20 до 30 секунд.

Анализ картин распределения световых полей и соответствующих профилей распределения интенсивности позволил выявить, что на выходной плоскости образца в солитонном режиме (Рис 1, д) расстояния между центрами пучков отличаются от таковых на входной грани образца (Рис. 1, а). Наблюдаемое поведение светлых солитонных пучков может быть обусловлено их когерентным взаимодействием, проявляющимся в отталкивании при противофазных световых полях и их притягивании при синфазных световых полях [2].

Пример структуры, сформированной с учётом эффекта сближения двух изначально параллельных световых пучков в объеме образца LiNbO_3 иллюстрируется картинками световых полей на Рис. 2. В этом случае синфазные световые пучки ($\lambda = 532$ нм, $P = 1 - 100$ мВт)

фокусируются на входную грань образца LiNbO_3 с диаметрами в поперечном сечении около 15 мкм.

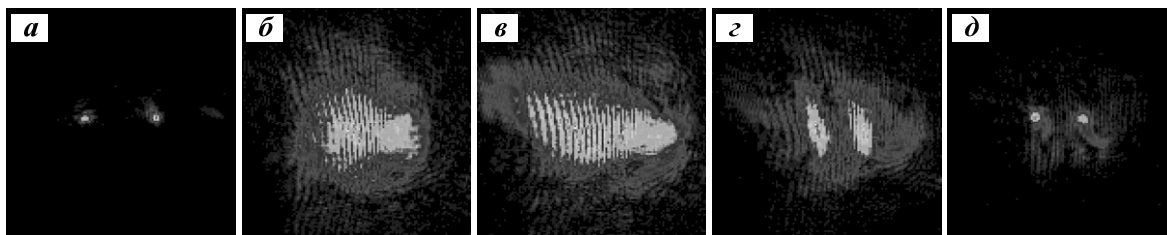


Рис. 1. Картины световых полей на входной и выходной плоскостях кристалла: а) входная плоскость; б) выходная плоскость кристалла, линейный режим; в) выходная плоскость кристалла в нелинейном режиме дифракции; (г, д) световые поля на выходной плоскости в режиме светлых пространственных солитонов

Не строго параллельные траектории светлых пространственных солитонов, образующихся при нагреве кристалла до 55°C , приводят к различию расстояний между центрами световых пятен на входных и выходных поверхностях образца (Рис. 2, а, б). Так, расстояние между пучками на входной плоскости в 175 мкм уменьшается при формировании канальных волноводов до 106 мкм на выходной плоскости. Экспериментальные результаты подтверждены компьютерным моделированием с использованием метода ВРМ, который демонстрирует эволюцию пространственного сближения солитонных пучков вдоль их траекторий в образце кристалла (Рис 2., в).

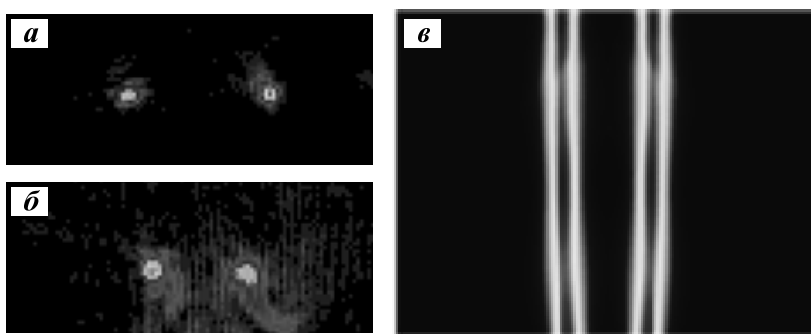


Рис. 2. Картины световых полей на входной (а, линейный режим, $P = 1$ мкВт) и выходной (б, солитонный режим, $P = 100$ мкВт) плоскостях образца; в) результат моделирования распределения интенсивности света для режима близкого к светлomu пространственному солитону при распространении двух синфазных пучков (сверху вниз) в кристалле

Таким образом, экспериментально продемонстрировано формирование двумерных светлых пространственных оптических солитонов и волноводных схем, индуцированных светлыми солитонами в нелегированном образце LiNbO_3 при вкладе пирозлектрического эффекта в нелинейный отклик среды. Особенности взаимодействия солитонных пучков позволяют создавать сложные канальные волноводные схемы в подобных кристаллах.

Работа выполнена в рамках базовой части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (задание № 3.8898.2017/БЧ).

1. Z. Xu, Ya. Kartashov, L. Torner, *Optics Express*, **13**, 1774-1779, (2005)
2. G. I. Stegeman, M. Segev, *Science*, **286**, 1518-1523, (1999)
3. D. Kip, *Appl. Phys. B.*, **67**, 131-150, (1998)

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Сюй А.В., Сидоров Н.В.*, Палатников М.Н.*, Штарев Д.С.**,
Антонычева Е.А., Гапонов А.Ю.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.
Тананаева Кольского научного центра Российской академии наук, Апатиты,
Россия

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

По параметрам индикатрисы фотоиндуцированного рассеяния света определены фотовольтаическое и диффузионное поля в монокристаллах ниобата лития разного состава в зависимости от длины волны 476,5 нм, 488 нм, 514,5 нм, 532 нм, 632,8 нм. Определены фотоиндуцированные изменения показателя преломления кристаллов.

Определены фотоэлектрические поля по измеренным значениям интенсивности рассеянного излучения, а также наведенное двулучепреломление для монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (3.1 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0.003 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0.62 % вес.), LiNbO_3 конгр., $\text{LiNbO}_{3\text{стех}}\text{K}_2\text{O}$ (6 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0.25 % вес.): Mg (0.75 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0,46 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (0.039 % вес.): Gd (0.075 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Mg}$ (0.89 % вес.), $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}+\text{Gd}$ (0,57+0,07% вес.) $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,03% вес.), $\text{LiNbO}_{3\text{стех}}$. Отмечается, что наибольшая величина двулучепреломления наблюдается: для $\text{LiNbO}_{3\text{конгр}}$ и $\text{LiNbO}_{3\text{стех}}\text{K}_2\text{O}$ (6 % вес.) на длине волны 476 нм; для $\text{LiNbO}_{3\text{стех}}\text{K}_2\text{O}$ (6 % вес.), на длине волны 514,5 нм; для $\text{LiNbO}_{3\text{конгр}}$ на длине волны 530 нм. У всех исследуемых кристаллов с увеличением длины волны излучения наблюдается максимум наведенного двулучепреломления на длине волны 514,5 нм, кроме номинально чистого кристалла $\text{LiNbO}_{3\text{конгр}}$. В кристалле $\text{LiNbO}_{3\text{конгр}}$ с увеличением длины волны излучения происходит уменьшение возбуждаемых фотоэлектрических полей в кристалле и как следствие падение величины наводимого двулучепреломления.

Известно, что с увеличением длины волны излучения коэффициент поглощения в номинально чистых кристаллах ниобата лития конгруэнтного состава уменьшается, а следовательно и фотовольтаический эффект также уменьшается, что обуславливает падение величины наведенного двулучепреломления. Фотовольтаические поля преобладают над диффузионными в кристаллах ниобата лития на всех исследуемых длинах волн, кроме кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$. В кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ с увеличением длины волны излучения до 532 нм диффузионные поля начинают превалировать над фотовольтаическими полями, что вероятно объясняется видом и концентрацией примеси.

Величина фотоэлектрического поля в кристалле ниобата лития была вычислена также в работе при возбуждении эффекта фоторефракции излучением 488 нм аргонового лазера. Согласно данным величина фотоэлектрического поля в конгруэнтном кристалле ниобата лития достигает 2500 В/см, а в стехиометрическом 7000 В/см при плотности мощности излучения 10 Вт/см² и длине волны 488 нм. Если учесть условия нашего эксперимента, то величины фотоэлектрических полей, полученные в данной работе, сравнимы с результатами других авторов. При этом величина Δn в зависимости от соотношения $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$ находится в хорошем согласии с результатами работы, так для конгруэнтного кристалла она составляет $\sim 4 \cdot 10 \times 10^{-5}$.

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ С ИЗМЕНЕНИЕМ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ НА ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОЙ ЭХО-ГОЛОГРАММЫ

Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А., Ахмедшина Е.Н.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрено влияние столкновений с изменением скорости частиц газа на временную форму отклика стимулированной эхо-голограммы. Показано, что столкновения с изменением скорости частиц приводит к увеличению «паразитной» информации, на фоне которой теряется информация, заложенная во временной форме объектного лазерного импульса.

Описание формирования эхо-голограмм в газах требует одновременного учета доплеровских сдвигов частот излучения частиц, изменения их положения и ориентации в пространстве, столкновений частиц, а также вырождения их энергетических уровней по какому-либо квантовому числу. В случае ударного механизма уширения линии резонансного перехода, в лабораторной системе координат, уравнение для матрицы плотности с потоковыми членами имеет вид [1, 2]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t} \vec{\nabla} \right) \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} \left(1 - \frac{\vec{n}}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t} \right)^{-1} = \frac{i}{\hbar} (H_{J_1}^0 - H_{J_2}^0) \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} + \frac{i}{\hbar} \sum_{\beta} (V_{\gamma\beta}^{J_1 J_2} \rho_{\beta\alpha}^{J_2} - V_{\beta\alpha}^{J_2} \rho_{\gamma\beta}^{J_1}) - N \langle v (\sigma'_{\gamma\alpha} - i \sigma''_{\gamma\alpha}) \rangle \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} \quad (1)$$

где J_i - полный момент i -го уровня, индексы α, β, γ обозначают подуровни вырожденных уровней, $\Delta \vec{r}$ - смещение частицы за счет ее движения на рассматриваемых интервалах времени, \vec{n} - направление распространения возбуждающего импульса, $V_{\beta\beta'}^{JJ'}$ - матричные элементы оператора взаимодействия атома с лазерным излучением, H^0 - гамильтониан невозмущенного атома, N - концентрация возмущающих частиц, v - относительная скорость атома и возмущающей частицы, σ' и σ'' - сечения уширения и сдвига соответствующей спектральной линии, c - скорость распространения электромагнитного излучения в среде.

Рассмотрим формирование СЭГ в газовой системе с учетом влияния движения частиц. Наилучший режим записи и воспроизведения эхо-голограммы в газе возможен в случае, когда размеры образца (ячейки) малы по сравнению с расстоянием до объекта. В этом случае возможно разложение объектного поля по плоским волнам. Напряженность электрического поля отклика СЭГ будет иметь вид:

$$\vec{E} \sim \sum_{nj} \int W(\vec{v}) d\vec{v} \ddot{\vec{d}}_j(\vec{r}_j, \vec{n}_n, \vec{v}_j, t') \times \vec{n}_n \times \vec{n}_n \quad (2)$$

где \vec{n}_n - единичные вектора в направлении распространения плоских волн, $\ddot{\vec{d}}_j$ - вторая производная по времени дипольного момента резонансного перехода. Так как скорость каждой частицы имеет определенное значение и ориентацию, то она наиболее сильно будет взаимодействовать с определенной плоской волной, имеющей волновой вектор такой, чтобы выполнялось условие резонансности взаимодействия, что и приводит к кодированию амплитудно-фазовой информации объектного поля в потоках частиц.

Режим записи стимулированной эхо-голограммы был реализован например в условиях эксперимента [3] в парах атомарного натрия на переходе $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$ ($\lambda=589$ нм), где было проверено обращение волнового фронта отклика.

Для нахождения одно частичной матрицы плотности будем использовать уравнение (1). Для упрощения дальнейших расчетов будем предполагать, что поляризация объектного поля, референтного и считывающего импульсов близка к линейной, а все вектора поляризаций импульсов параллельны.

Проводя расчет для напряженности электрического поля отклика СЭГ аналогично [4] получим:

$$E(\vec{r}, t) \sim \sum_{jn} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \int W(\vec{v}) d\vec{v} \frac{\sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3}{\theta_1' \theta_2' \theta_3'} \times \\ \times (a_1 b_2 b_3 e^{R_1} + b_1 a_2 b_3 e^{R_2}) (\rho_{11}^0 - \rho_{22}^0) e^{i\vec{k}_{0n}(\vec{r}_0 - \vec{r}_j)} \times \\ \exp\{-N[\langle v \sigma_1' \rangle (t_3 - t_2) + \langle v(\sigma_2' - i\sigma_2'') \rangle (t_2 - t_1)]\}, \quad (3)$$

где \vec{k}_{0n} - волновые вектора плоских волн пространственного разложения напряженности электрического поля отклика эхо-голограммы, σ_1' - сечение неупругих столкновений частиц, σ_2' и σ_2'' обусловлены как упругими, так и неупругими столкновениями, $W(\vec{v})$ - функция распределения частиц по скоростям,

$$a_n = -d_{12} \frac{E_0^n}{2} \tilde{S}_n^*(\vec{r}, \omega') e^{-i\vec{k}\vec{r}}, \quad b_n = -d_{21} \frac{E_0^n}{2} \tilde{S}_n(\vec{r}, \omega') e^{i\vec{k}\vec{r}}, \\ R_1 = -i\Omega \left[\int_{t_3}^t \left(1 - \frac{\vec{n}_3}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t}\right) dt - \int_{t_1}^{t_2} \left(1 - \frac{\vec{n}_1}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t}\right) dt \right] + i(\omega - \omega')(t - t_3) - i(\omega - \omega')(t_2 - t_1), \\ R_2 = -i\Omega \left[\int_{t_3}^t \left(1 - \frac{\vec{n}_3}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t}\right) dt + \int_{t_1}^{t_2} \left(1 - \frac{\vec{n}_1}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t}\right) dt \right] + i(\omega - \omega')(t - t_3) + i(\omega - \omega')(t_2 - t_1),$$

$\theta_n' = \sqrt{\Delta^2 + 4a_n b_n}$, $\theta_n = \hbar^{-1} \Delta t_n \theta_n'$, t_n - момент времени воздействия η -го импульса, Ω - частота резонансного перехода, ω - частота лазерного излучения.

Рассмотрим формирование СЭГ в газе при наличии столкновений, изменяющих скорость частиц. Будем предполагать, что возбуждающие лазерные импульсы имеют малую длительность, так что столкновениями во время их действия можно пренебречь. Пусть так же временной интервал между первым и вторым импульсами гораздо меньше временного интервала между первым и третьим импульсами ($\tau \ll \tau_1$) и столкновения на разных временных интервалах статистически независимы. В этом случае можно показать, что влияние столкновений, изменяющих скорость частиц на напряженность электрического поля отклика СЭГ, при $\tau \ll \tau_1$ и варьировании времени подачи третьего лазерного импульса спад напряженности электрического поля отклика СЭГ определится выражением

$$\Phi_{\tau_1 - \tau} = \left\langle \exp \left\{ \frac{i}{c} \Delta \vec{r} (t_3 - t_2) \omega (\vec{n}_2 - \vec{n}_1) \right\} \right\rangle. \quad (4)$$

Из (4) следует, что влияние столкновений с изменением скорости частиц на интенсивность отклика СЭГ зависит от взаимной ориентации волновых векторов первого и второго возбуждающих импульсов. Если они коллинеарные, то столкновения с изменением скорости частиц мало влияют на интенсивность СЭГ. Однако и в этом случае возможно влияние столкновений с изменением скорости частиц на формирование СЭГ за счет случайных изменений проекций скорости частиц на выделенные направления и, соответственно, случайные изменения частотных сдвигов излучений отдельных атомов (спектральная диффузия в пределах неоднородно уширенной линии).

В этом случае напряженность электрического поля отклика СЭГ будет определяться аналогично [3]:

$$E \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\theta_1(\Delta)) \sin(\theta_2(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta))) \sin(\theta_3(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta)))}{\theta_1'(\Delta) \theta_2'(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta)) \theta_3'(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta))} \times \\ \tilde{S}_1^*(\Delta) \tilde{S}_2(\Delta) \tilde{S}_3(\Delta) \exp\{i\Delta[t \cdot \cos(\delta\varphi_\tau(\Delta)) \pm \tau \cdot a_1 \cdot \cos(\delta\varphi_\tau(\Delta)) - \\ - \tau_1 \cdot a_2 \cdot \cos(\delta\varphi_{\tau_1}(\Delta))]\} g(\Delta) d\Delta, \quad (5)$$

где

$$g(\Delta) = \frac{1}{\Delta_D \sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\Delta}{\Delta_D}\right)^2\right\}, \quad \theta_1(\Delta) = \theta'_1(\Delta)\delta x_1, \quad \theta_2(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta)) = \theta'_2(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta))\delta x_2,$$

$\theta_3(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta)) = \theta'_3(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta))\delta x_3$ - площади объектных импульсов, $\tilde{S}_1(\Delta), \tilde{S}_2(\Delta), \tilde{S}_3(\Delta)$ - фурье спектры импульсов, $\delta\varphi_\tau(\Delta), \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta), \delta\varphi_{\tau_2}(\Delta)$ - средний случайный прирост угла между скоростью молекулы и направлением наблюдения на соответствующем временном интервале и для соответствующей изохроматы доплеровски уширенной линии, Δ_D - ширина неоднородно (доплеровски) уширенной линии, $a_1 \approx \cos(\vec{n}_2 \wedge \vec{n}_{0n})$, $a_2 \approx \cos(\vec{n}_3 \wedge \vec{n}_{0n})$.

Таким образом, выражение (5) описывает временную структуру отклика эхо-голограммы в газе при наличии столкновений с изменением скорости частиц.

Численный расчет СЭГ в парах натрия, используя (5), дает временную форму отклика.

В случае отсутствия столкновений происходит восстановление временной формы заложенной в первый объектный импульс (Рис. 1).

При наличии столкновений с изменением скорости частиц происходит разрушение временной формы в отклике СЭГ (Рис. 2).

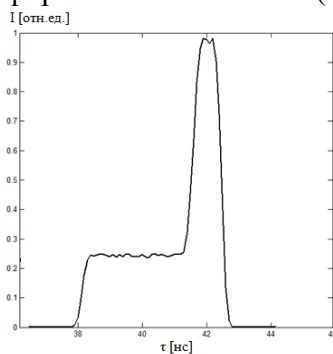


Рис. 1. Временная форма отклика СЭГ в парах Na: $\tau=10$ нс, $T=443^\circ\text{K}$, $P=1$ Торр, $\tau_1=20$ нс

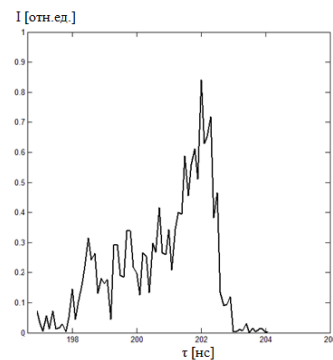


Рис. 2. Временная форма отклика СЭГ в парах Na: $\tau=10$ нс, $T=443^\circ\text{K}$, $P=1$ Торр, $\tau_1=190$ нс

Следовательно, при увеличении временного интервала между вторым и третьим объектными лазерными импульсами происходит искажение временной формы отклика стимулированной эхо-голограммы за счет столкновений с изменением скорости частиц, поэтому этот эффект следует учитывать при создании оптических эхо-процессоров.

1. Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. *Оптика и спектр.*, **46**, №3, 537-542, (1979).
2. Нефедьев Л.А. *Оптика и спектр.*, **58**, №3, 607-611, (1985).
3. Griffen N.S., Heer C.V. *Appl. Phys. Lett.*, **33**, №10, 865-866, (1978).
4. Ахмедшина Е.Н., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И. *ЖПИС*, **82**, № 4, 632-635, (2015).

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ КОРРЕЛЯЦИИ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ОБЪЕКТНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА И ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА ОТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

Хакимянова Э.И., Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрено влияние длительности лазерных импульсов на корреляцию временной формы объектного импульса и отклика стимулированного фотонного эха.

При оптической обработке информации предполагается использовать сигналы стимулированного фотонного эха [1]. В случае стимулированного фотонного эха в твердом теле, как правило, импульсом-кодом является второй возбуждающий импульс. Первый и третий возбуждающие импульсы должны быть интенсивными, а импульс-код – слабым сигналом, так чтобы синус от его «площади» был примерно равен самой «площади». В этом случае временная форма сигнала стимулированного фотонного эха повторяет форму импульс-кода [2]. В оптике впервые этот эффект (названный эффектом корреляции временной формы эхо-сигналов) был обнаружен в работе [3].

В настоящее время этот эффект исследован в ряде резонансных сред, в том числе в газах [4, 5]. Заданная временная форма импульса-кода получается различными способами, простейшим из которых является формирование его из двух или нескольких задержанных друг относительно друга импульсов. Меняя число таких импульсов и их интенсивность, удается задавать сложную временную форму импульса-кода [6].

Зная оператор эволюции можно определить матрицу плотности после воздействия лазерного импульса $\rho(t) = U(t)\rho(0)U^+(t)$, где матричные элементы для двухуровневой системы имеют вид [7]:

$$\begin{aligned} U_{11} &= \cos \theta, \\ U_{12} &= i \frac{A\tilde{S}}{\sqrt{\Phi}} \sin \theta, \\ U_{21} &= i \exp\left(-i \frac{\Delta}{\hbar} t\right) \frac{A^*\tilde{S}^*}{\sqrt{\Phi}} \sin \theta, \\ U_{22} &= i \exp\left(-i \frac{\Delta}{\hbar} t\right) \left(1 - 2 \frac{|A|^2 |\tilde{S}|^2}{\Phi} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \text{ где } \theta = \sqrt{\Phi} / \hbar. \end{aligned}$$

Зная матрицу оператора эволюции, можно найти матрицу плотности системы после воздействия η -го импульса

$$\rho(t_\eta + \Delta t_\eta) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \rho_{\alpha\beta}(t_\eta) p_{\gamma\delta\alpha\beta} P_{\gamma\delta},$$

где $p_{\gamma\delta\alpha\beta} = U_{\gamma\alpha}^{-1} U_{\beta\delta}$.

В промежутках между импульсами эволюцию матрицы плотности будем описывать кинетическими уравнениями вида

$$\frac{d\rho_{mn}}{dt} = \sum_{n'} (K_{n'n} \rho_{n'n'} - K_{nn'} \rho_{nn}), \quad \sum_n \rho_{nn} = 1, \quad \frac{d\rho_{nn'}}{dt} = \left(-i\Omega_{nn'} - \frac{1}{\xi_{nn'}}\right),$$

где $K_{nn'}$ - релаксационные коэффициенты диагональной части матрицы плотности, а $\xi_{nn'}$ - недиагональной части, $\Omega_{nn'} = \Omega_n - \Omega_{n'}$.

При формировании ДСФЭ (в системе имеется метастабильный уровень) время релаксации населенностей намного больше времени релаксации когерентности системы. Поэтому в дальнейшем будем учитывать только коэффициенты $\xi_{nn'}$.

Соответственно, для недиагональной части матрицы плотности во вращающейся системе координат будем иметь:

$$\rho_{12} = e^{i\hbar^{-1}\Delta_1 t - t/\xi_{12}} \rho_{12}^{(0)}$$

Напряженность электрического поля отклика эха

$$\vec{E}(\vec{r}, t') = \frac{1}{\hbar^3 c^2 R_0} \sum_j \int d\Delta_1 \langle \vec{d}_j \rangle \times \vec{n},$$

где \vec{n} - единичный вектор в направлении наблюдения, $g(\Delta_1)$ - функция взаимного распределения частот неоднородно уширенных линий резонансных переходов, $t' = t - \frac{\vec{R}_0 \vec{n}}{c} + \frac{\vec{r}_j \vec{n}}{c}$, \vec{R}_0 - радиус-вектор точки наблюдения, \vec{r}_j - радиус-вектор местоположения j-го оптического центра, $\langle \vec{d}_j(t') \rangle = Sp(\rho \vec{d}_j(t')) = \vec{d}_{21} \rho_{12}^{(3)}$, а матричные элементы матрицы плотности после воздействия трех возбуждающих лазерных импульсов имеют вид:

$$\rho_{12}^{(3)} \rightarrow i A_1^{(3)} \tilde{S}_1^{(3)} e^{(i\hbar^{-1}\Delta_1 - \xi_{12}^{-1})(t - \tau_1 - \tau)} L,$$

$$\text{где } L = \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \left\{ B_1 \left[A_1^{(1)*} A_1^{(2)} \tilde{S}_1^{(1)*} \tilde{S}_1^{(2)} e^{(i\hbar^{-1}\Delta_1 - \xi_{12}^{-1})\tau} \right] \right\},$$

$$B_1 = \frac{1}{\theta_1^3} \left[-\rho_{11}^{(0)} \theta_1^2 + |A_1^{(1)}|^2 |\tilde{S}_1^{(1)}|^2 \rho_{22}^{(0)} \right], \tau - \text{ время воздействия неоднородного электрического}$$

поля между первым и вторым возбуждающим импульсом, τ_1 - время воздействия неоднородного электрического поля после третьего импульса

Величина корреляции временной формы объектного импульса и отклика стимулированного фотонного эха зависит от параметров возбуждающих импульсов. В работе рассмотрено влияние длительности лазерных импульсов на корреляцию формы объектного импульса и отклика.

В качестве объектного импульса брался второй лазерный импульс в виде ступеньки, аналогично [3].

Из анализа рисунков следует, что при выборе второго объектного возбуждающего импульса воспроизведение формы зависит от длительности первого возбуждающего лазерного импульса.

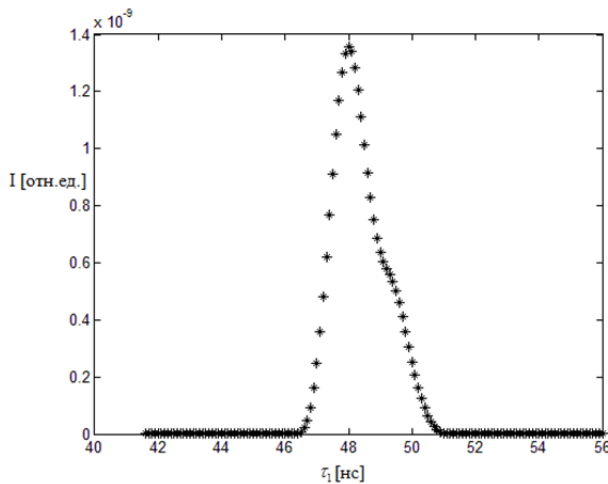


Рис. 1. Временная форма отклика стимулированного фотонного эха при $\tau=1,5$ нс

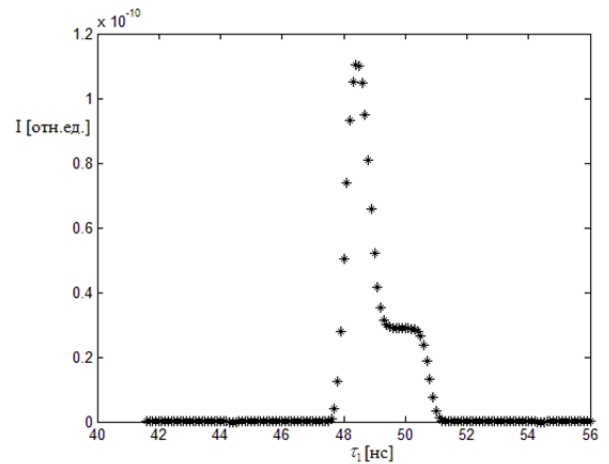


Рис. 2. Временная форма отклика стимулированного фотонного эха при $\tau=0,2$ нс

При увеличении длительности искажается форма отклика, что является следствием неполного воспроизведения фурье-компонент объектного лазерного импульса в отклике.

1. Zuikov V.A., Samartsev V.V., *Phys. status solidi (a)*, **73**, №2, 625-632, (1982).
2. Fernbach S., Proctor W.G., *J.Appl.Phys.*, **26**, №2, 170-181, (1955).
3. Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **32**, №4293-297, (1980).
4. Carlson N.W. et al, *Opt.Lett.*, **8**, №9, 483-485, (1983).
5. Василенко Л.С., Рубцова Н.Н., *Оптика и спектр.*, **59**, №1, 52-56, (1985).
6. Елютин С.О. и др., *ЖЭТФ*, **88**, №2, 401-416, (1985).
7. Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Хахимзянова Э.И., *Оптический журнал*, **78**, №6, 355-357, (2011).

ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ ИНФОРМАЦИИ В ОТКЛИКЕ СТИМУЛИРОВАННОЙ ЭХО-ГОЛОГРАММЫ В ГАЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ СТОЛКНОВЕНИЙ, МЕНЯЮЩИХ СКОРОСТЬ ЧАСТИЦ

Ахмедшина Е.Н.*, Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

В данной работе рассматривается влияние столкновений с изменением скорости частиц газа на воспроизводимость информации в отклике стимулированной эхо-голограммы (СЭГ), закодированной во временной форме объектного лазерного импульса. Обнаружено, что упругие столкновения с изменением направления скорости частиц в газе оказывают влияние на воспроизведение информации в отклике СЭГ, а также приводят к увеличению «паразитной» информации, на фоне которой информация, вводимая в объектный лазерный импульс, теряется в отклике СЭГ.

Под термином эхо-голография подразумевают такую запись и восстановление пространственно-временной структуры объектного лазерного импульса, когда опорные, объектные и восстановленные волны не совпадают во времени [1]. В газовых средах процессы формирования эхо-голограмм качественно отличаются от их аналогов в твердом теле [2,3], так как чрезвычайно существенными являются упругие столкновения резонансных атомов (молекул) между собой и с атомами (молекулами) примесных газов. Такие столкновения приводят как к изменению скорости резонансных атомов (молекул), так и к их перераспределению по зеемановским подуровням вырожденных резонансных уровней, что оказывает существенное влияние на процесс формирования фотонного эха.

Отметим, что экспериментально фотонное эхо наблюдалось на переходе $^1S_0(6s^2)$ - $^3P_1(6s6p)$ в парах ^{174}Yb (переход $0 \leftrightarrow 1$) [4]. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать влияние столкновений с изменением скорости частиц на воспроизводимость информации в отклике СЭГ, закодированной во временной форме объектного лазерного импульса на переходе $^1S_0(6s^2)$ - $^3P_1(6s6p)$ в парах ^{174}Yb .

Для того, чтобы описать формирование СЭГ в газе, необходимо одновременно учитывать доплеровские сдвиги частот излучения частиц, изменения их положения и ориентации в пространстве, столкновения частиц, а также вырождение их энергетических уровней по какому-либо квантовому числу. В случае ударного механизма уширения линии резонансного перехода, в лабораторной системе координат, уравнение для матрицы плотности с потоковыми членами имеет вид [2]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t} \vec{\nabla} \right) \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} \left(1 - \frac{\vec{n}}{c} \frac{\partial \Delta \vec{r}}{\partial t} \right)^{-1} = \frac{i}{\hbar} (H_{J_1}^0 - H_{J_2}^0) \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} + \frac{i}{\hbar} \sum_{\beta} (V_{\gamma\beta}^{J_1 J_2} \rho_{\beta\alpha}^{J_1 J_2} - V_{\beta\alpha}^{J_1 J_2} \rho_{\gamma\beta}^{J_1 J_2}) - N \langle v (\sigma'_{\gamma\alpha} - i \sigma''_{\gamma\alpha}) \rangle \rho_{\gamma\alpha}^{J_1 J_2} \quad (1)$$

где J_i - полный момент i -го уровня, индексы α, β, γ обозначают подуровни вырожденных уровней, $\Delta \vec{r}$ - смещение частицы за счет ее движения на рассматриваемых интервалах времени, \vec{n} - направление распространения возбуждающего импульса, $V_{\beta\beta'}^{JJ'}$ - матричные элементы оператора взаимодействия атома с лазерным излучением, H^0 - гамильтониан невозмущенного атома, N - концентрация возмущающих частиц, v - относительная скорость атома и возмущающей частицы, σ' и σ'' - сечения уширения и сдвига соответствующей спектральной линии, c - скорость распространения электромагнитного излучения в среде.

Для описания влияния столкновений с изменением направления скорости частиц на воспроизведение информации в отклике СЭГ удобно ввести дифференциальную информационную энтропию.

Дифференциальную информационную энтропию Фурье-спектра лазерного импульса определим как:

$$I_c' = J_c - J_{c0} \quad (2)$$

Для описания влияния столкновений с изменением направления скорости частиц на воспроизведение информации в отклике СЭГ введем информационную меру для временной формы лазерного импульса

$$J_c = - \int_0^{\delta t} p(t) \log_2 p(t) dt - \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \log_2 \Delta t, \quad (3)$$

$$J_{c0} = - \int_0^{\delta t'} p_o(t) \log_2 p_o(t) dt - \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \log_2 \Delta t, \quad (4)$$

где δt - длительность импульса, $\delta t'$ - длительность нормировочного импульса, $p(t)$ - плотность вероятности распределения амплитуды напряженности (или интенсивности) электрического поля импульса, $p_o(t)$ - плотность вероятности распределения напряженности электрического поля (или интенсивности) нормировочного импульса, выбираемого в зависимости от вида кодировки информации в объектном импульсе. Дифференциальная информационная энтропия временной формы отклика СЭГ определяется аналогично (2).

Рассмотрим случай, когда информация закладывается во временную форму второго объектного лазерного импульса при записи СЭГ.

Напряженность электрического поля отклика СЭГ в случае линейной поляризации возбуждающих лазерных импульсов будет определяться выражением, аналогичным [5,6]:

$$E \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(\theta_1(\Delta)) \sin(\theta_2(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta))) \sin(\theta_3(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta)))}{\theta_1'(\Delta) \theta_2'(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta)) \theta_3'(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta))} \times$$

$$\tilde{S}_1^*(\Delta) \tilde{S}_2(\Delta) \tilde{S}_3(\Delta) \exp \{ i \Delta [t \cdot \cos(\delta\varphi_t(\Delta)) - \tau \cdot \cos(\delta\varphi_\tau(\Delta)) - \tau_1 \cdot \cos(\delta\varphi_{\tau_1}(\Delta))] \} g(\Delta) d\Delta, \quad (5)$$

где

$$g(\Delta) = \frac{1}{\Delta_D \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{\Delta}{\Delta_D} \right)^2 \right\}, \quad \theta_1(\Delta) = \theta_1'(\Delta) \delta t_1, \quad \theta_2(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta)) = \theta_2'(\Delta, \delta\varphi_\tau(\Delta)) \delta t_2,$$

$\theta_3(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta)) = \theta_3'(\Delta, \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta)) \delta t_3$ - площади возбуждающих лазерных импульсов,

$\tilde{S}_1(\Delta), \tilde{S}_2(\Delta), \tilde{S}_3(\Delta)$ - фурье спектры импульсов, $\delta\varphi_\tau(\Delta), \delta\varphi_{\tau_1}(\Delta), \delta\varphi_t(\Delta)$ - средний случайный прирост угла между скоростью молекулы и направлением наблюдения на соответствующем временном интервале и соответствующей изохромате доплеровски уширенной линии, Δ_D - ширина неоднородно (доплеровски) уширенной линии, τ - промежуток времени между 1-м и 2-м импульсами, τ_1 - промежуток времени между 1-м и 3-м импульсами.

Численный расчет выражения (2) с учетом (3-5) при кодировке информации во временной форме объектного импульса представлен на Рис. (а,б). На Рис. (а) в случае, когда менялись интервалы времени между 2 и 3 импульсами, на Рис. (б) при разных давлениях паров¹⁷⁴Уб.

Таким образом, в рассмотренных численных экспериментах было доказано, что столкновения с изменением скорости частиц газа оказывают влияние на временную форму отклика СЭГ, что приводит к разрушению записываемой информации в газовых средах. Кроме того такие столкновения приводят к увеличению «паразитной» информации, на фоне которой информация, вводимая в объектный лазерный импульс, теряется в отклике СЭГ, что необходимо учитывать при создании устройств оптической памяти и эхо-процессоров.

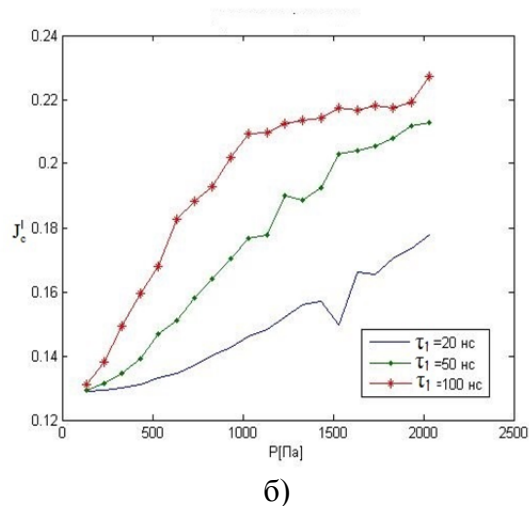
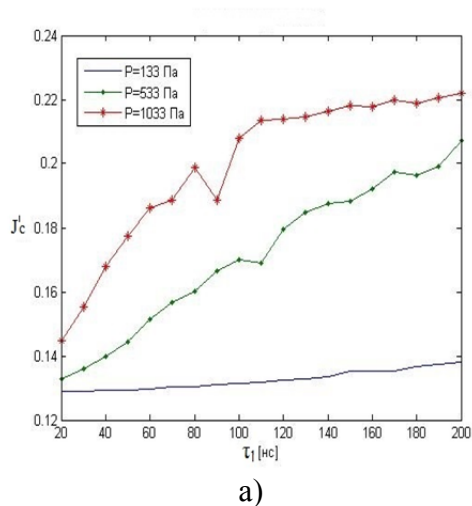


Рисунок. Изменение дифференциальной информационной энтропии отклика стимулированной эхо-голограммы: а) от временного интервала между первым и третьим лазерными импульсами за счет столкновений с изменением скорости; б) при разных давлениях паров ^{174}Yb

1. Е.И. Штырков, *Опт. и спектр.*, **114**, №1, 105-114, (2013).
2. Л.А. Нефедьев, *Опт. и спектр.*, **59**, № 4, 841-846, (1985).
3. Л.А. Нефедьев, *Журн. прикл. спектр.*, **44**, №4, 664-669, (1986).
4. N.N. Rubtsova, V.N. Ishchenko, E.B. Khvorostovetal, *Phys. Rev.*, **70**, 023403-10, (2004).
5. А.И. Алексеев, А.М. Башаров, *Известия АН СССР. Серия физическая*, **46**, №3, 557-573, (1982).
6. А. И. Алексеев, И.В. Евсеев, *ЖЭТФ*, **56**, №6, 2118-2128, (1969).

ФАЗОВАЯ ПАМЯТЬ И КОГЕРЕНТНОСТЬ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Низамова Э.И., Нафикова А.Ф., Нефедьев Л.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрена фазовая память в трехуровневой системе, связанная с соответствием изохромат неоднородно уширенных линий подвергшихся возбуждению лазерным излучением на разных частотных переходах, имеющих один общий энергетический уровень, в разные моменты времени. Показано, что воздействие внешнего пространственно неоднородного электрического поля позволяет управлять когерентностью системы, что может быть использовано для значительного увеличения интенсивности отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе.

Воздействие на резонансную среду внешних пространственно неоднородных электрических полей может приводить к дополнительному искусственно созданному неоднородному уширению. В этом случае возможно управление фазовой памятью системы путем изменения параметров внешних пространственно-неоднородных электрических полей, причем наиболее эффективным воздействием на фазовую память является случай лазерного возбуждения узких частотных областей неоднородно уширенных линий резонансных переходов. При этом искусственно созданное неоднородное уширение внешними пространственно-неоднородными электрическими полями за счет эффекта Штарка может быть сравнимым с разбросом частот за счет частичной взаимной фиксации энергий переходов, что приводит к частичному восстановлению когерентности многоуровневой системы [1,2]. Такой эффект может приводить к увеличению интенсивности отклика стимулированного фотонного эха (СФЭ) в трехуровневой системе.

На процесс формирования оптических переходных процессов влияют, в частности, релаксационные процессы и некоррелированность неоднородного уширения на различных резонансных переходах [3].

Ситуация по наблюдению отклика стимулированного фотонного эха в трехуровневой системе может быть изменена путем воздействия на трехуровневую среду пространственно неоднородными электрическими полями.

При описании взаимодействия квантовой системы с лазерным излучением ограничимся случаем коротких лазерных импульсов, длительностью гораздо меньше времени необратимых релаксаций. Во время действия η -го возбуждающего лазерного импульса уравнение для одночастичной матрицы плотности во вращающейся системе координат можно записать в виде:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [B_{\eta}, \tilde{\rho}], \quad (1)$$

$$\text{где } B_{\eta} = \tilde{H}_0 + \tilde{V}_{\eta} - \hbar A, \quad \tilde{H}_0 = e^{iAt} H_0 e^{-iAt}, \quad \tilde{V}_{\eta} = e^{iAt} V_{\eta} e^{-iAt},$$

A - матрица перехода во вращающуюся систему координат. В случае трехуровневой системы $A = P_{22}\omega_{12} + P_{33}\omega_{13}$.

Гамильтониан трехуровневого оптического центра в кристаллической матрице в присутствии внешнего пространственно неоднородного электрического поля с градиентом $\vec{\nabla}E$ запишем в виде:

$$\tilde{H}_0 = \hbar(\Delta + C_s \vec{\nabla}E\vec{r})P_{22} + P_{33}\hbar((\Delta + C'_s \vec{\nabla}E\vec{r})\Gamma + \Delta Tm), \quad (2)$$

где C_s, C'_s - штарковские постоянные на переходах 1-2 и 1-3 соответственно, \vec{r} - радиус - вектор местоположения оптического центра, P_{ij} - проективные матрицы (имеют элемент ij равный единице, а остальные равные нулю), $\Gamma = \frac{\Omega_{13}}{\Omega_{12}}$ - параметр неэквидистантности спектра

системы, $m(\Gamma, x_1 \dots x_n)$ - определяет неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным кристаллическим полем в разных состояниях, $(\lim_{\Gamma \rightarrow 0} m(\Gamma, x_1, \dots, x_n) = 0)$,

$\Delta = \hbar^{-1} E_{12}(x_1 \dots x_n) - \Omega_{12}$ - начальный частотный сдвиг отдельной изохроматы, Ω_{12} - центральная частота неоднородно уширенной линии на переходе 1-2, Ω_{13} - центральная частота неоднородно уширенной линии на переходе 1-3, Δ' - дополнительный частотный сдвиг из-за частичной фиксации энергии перехода 1-2 относительно энергии перехода 1-3. Решение уравнения (1) запишем в виде:

$$\tilde{\rho}(t - t_\eta) = \exp\left\{-i\hbar^{-1} B_\eta(t - t_\eta)\right\} \tilde{\rho}(t_\eta) \exp\left\{i\hbar^{-1} B_\eta(t - t_\eta)\right\}, \quad (3)$$

где t_η - момент времени начала воздействия η -го импульса. Окаймляющие экспоненты в (3) можно вычислить методами функций от матриц. Рассмотрим формирование стимулированного фотонного эха: первый и второй возбуждающие лазерные импульсы воздействуют на переходе 1-2, а третий - считывающий - на переходе 1-3. Будем считать, что спектральная область возбуждения неоднородно уширенной линии $\varepsilon_{12}^{(1)}(\Delta)$ определяется первым лазерным импульсом, а спектры второго и третьего импульсов перекрывают всю неоднородно уширенную линию. Для напряженности электрического поля отклика в этом случае получим:

$$E(t) \sim \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{12}^{(1)*}(\Delta) \exp\left\{i\Delta\Gamma\left[t - \tau_{12} - \tau_{23}\right] \left(1 - \frac{\Delta'}{\Delta} m(\Gamma, x_1 \dots x_n) + \frac{C'_s}{\Delta} \vec{\nabla} E(t) \vec{r}\right) - \frac{\tau_{12}}{\Gamma} \left(1 + \frac{C_s}{\Delta} \vec{\nabla} E(\tau_{12}) \vec{r}\right)\right\} g_1(\Delta) g_2(\Delta') d\Delta d\Delta' d\vec{r} \right] \quad (4),$$

где V - объем возбуждаемой части образца, τ_{12} - временной интервал между первым и вторым возбуждающими импульсами, τ_{23} - временной интервал между вторым возбуждающим и третьим считывающим импульсами. Распределение оптических центров по частотам $g_1(\Delta)$ и $g_2(\Delta')$ будем считать гауссовыми с дисперсиями σ_{12}^2 и σ_{13}^2 соответственно.

В качестве резонансных переходов можно взять систему трехуровневых оптических центров с неэквидистантными уровнями соответствующими уровням энергий ионов Pr^{3+} в матрице LaF_3 в примесном кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$. Будем считать, что область возбуждения неоднородно уширенной линии первым лазерным импульсом равна $k\sigma$, где $k < 1$.

На Рис. представлены результаты численного расчета относительной интенсивности отклика СФЭ $I = |E(t)|^2 / |E_{\max}(t)|^2$ при наличии пространственно неоднородного электрического поля, воздействующего на среду после третьего возбуждающего лазерного импульса.

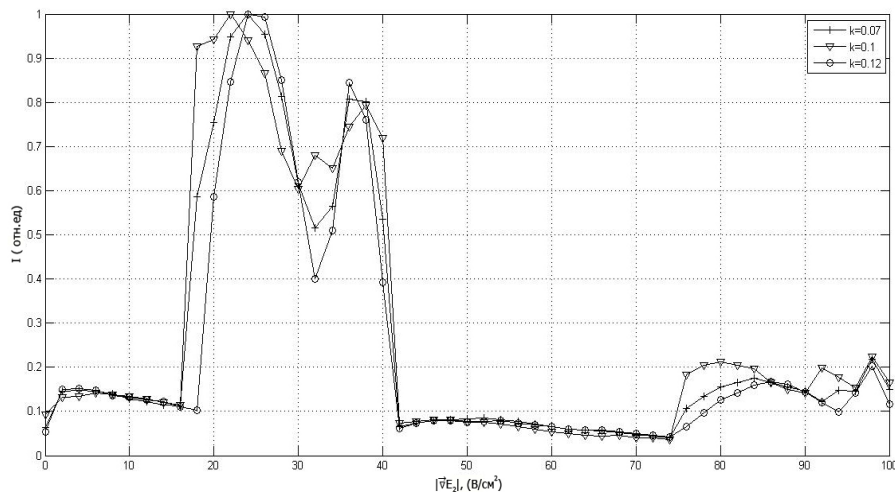


Рисунок. Зависимость интенсивности отклика СФЭ, формируемого в трехуровневой системе от значения градиента электрического поля, накладываемого на образец на временном интервале между третьим возбуждающим импульсом и предполагаемым временем появления отклика СФЭ. $\sigma' = 0.1$, $\Gamma = 1.26$, $m = 1$, размер образца $L = 0.1$ м, $\sigma = 5$ нс⁻¹, $C_s = 100$ кГц/(В/см), $C'_s = 100$ кГц/(В/см), $|\vec{\nabla} E_1| = 0$ В/см², $\tau_{12} = \tau_{23} = 50$ нс

Из анализа Рис. следует, что в области значений градиента пространственно неоднородного электрического поля ($15\text{В/см}^2 < |\vec{\nabla} E_2| < 45\text{В/см}^2$) происходит увеличение интенсивности отклика СФЭ более чем в 10 раз по сравнению со случаем $|\vec{\nabla} E_2| = 0$.

Таким образом, при небольших значениях градиента пространственно неоднородного электрического поля наблюдается эффект частичного восстановления когерентности в трехуровневой системе, разрушенной за счет частичной взаимной фиксации энергий переходов, что проявляется в увеличении интенсивности отклика СФЭ. Эффект проявляется при разных значениях k . При воздействии на трехуровневую резонансную среду пространственно неоднородного электрического поля может наблюдаться эффект запирания отклика фотонного эха и эффект восстановления когерентности трехуровневой системы. Оптимальными условиями увеличения интенсивности отклика СФЭ в трехуровневой системе является воздействие после третьего возбуждающего лазерного импульса пространственно неоднородного электрического поля с величиной градиента, недостаточной для проявления эффекта запирания.

1. L.A.Nefediev, G.I.Garnaeva, E.I.Nizamova, *International journal of advanced research in physical science (IJARPS)*, **3**, №3, 9-14, (2016).

2. Э.И. Низамова, Л.А.Нефедьев, Г.И.Гарнаева *Сборник статей XX Международной молодежной научной школы Когерентная оптика и оптическая спектроскопия*, 122-126, (2016).

3. L. A. Nefedev, E. I. Nizamova, S. V. Taktaeva, *Optics and Spectroscopy*, **113**, №2, 135-140, (2012).

ЛОГИЧЕСКАЯ ОПЕРАЦИЯ ОБЪЕДИНЕНИЯ МНОЖЕСТВ ДЛЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ

Сахбиева А.Р., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики,
Казань, Россия

В работе рассмотрена реализация логических операций над множествами, представленных в виде изображений в режиме аккумулярованного фотонного эха. Показано, что данный режим фотонного эха может быть использован для реализации логической операции объединения множеств.

Запись информации в режиме аккумулярованного фотонного эха (АФЭ) представляет интерес, благодаря увеличению интенсивности отклика за счет многократного наложения откликов стимулированного фотонного эха от разных пар возбуждающих лазерных импульсов. В данном случае каждая пара возбуждающих лазерных импульсов совместно со считывающим импульсом образуют в один и тот же момент времени в одном и том же направлении сигнал стимулированного фотонного эха.

Порядок возбуждающих лазерных импульсов при формировании АФЭ приведен на Рис. 1

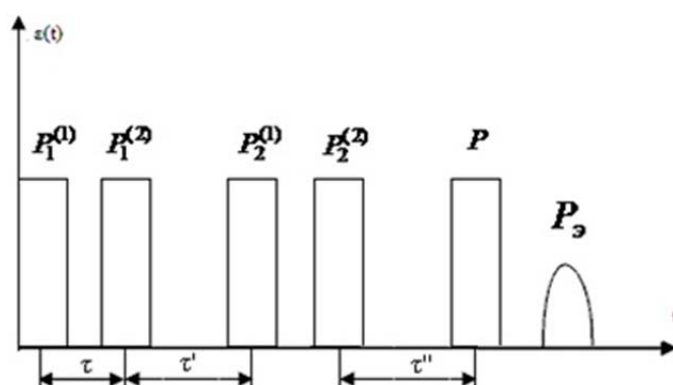


Рис. 1. Порядок возбуждающих лазерных импульсов при формировании АФЭ. $P_n^{(i)}$ – пары одинаковых импульсов, P – считывающий импульс, P_3 – сигнал АФЭ. τ – временной интервал между импульсами в парах, τ' – временной интервал между парами, τ'' – временной интервал между последней записывающей парой и считывающим импульсом

На рисунке представлен случай, когда подается ряд последовательно идущих друг за другом одинаковых пар импульсов. В каждой паре импульсов в данной последовательности разность фаз одинакова. Тогда, образованные отклики формируются синфазно.

В режиме АФЭ можно осуществить логические операции с изображениями. Так, например, возможна реализация операции объединения множеств $A \cup B$ с помощью АФЭ.

Известно, что объединением множеств A и B называется множество, состоящее из всех тех элементов, которые принадлежат хотя бы одному из множеств A , B (Рис. 2).

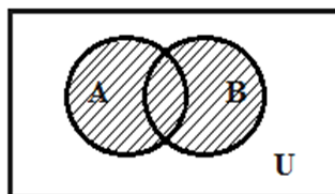


Рис. 2. Диаграммы Эйлера-Венна для операции объединения множеств

Для осуществления логической операции объединения множеств в режиме АФЭ в качестве множеств A и B рассмотрены изображения, которые заложены в каждой паре возбуждающих импульсов. В данном случае, носителем информации являются возбуждающие

импульсы. Аналогично работе [1] отклик в режиме АФЭ можно получить как в обращенном, так и в необращенном режимах.

Пространственный фазовый синхронизм при формировании отклика в режиме АФЭ имеет следующий вид:

$$\vec{k}_{en}^{(j)} = -\vec{k}_{1n'}^{(j)} + \vec{k}_{2n''}^{(j)} + \vec{k}_{3n'''}^{(j)}, \tag{1}$$

где $\vec{k}_{in}^{(j)}$ - волновые вектора плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j-ой пары.

Для напряженности электрического поля отклика АФЭ при наличии n пар возбуждающих импульсов напряженность электрического поля отклика АФЭ имеет вид:

$$E_{АФЭ} \sim \sum_{j=1}^n E_j(t, \vec{R}) e^{i\Delta\varphi_j} \tag{2}$$

где

$$E_j \approx \frac{1}{V} \sum_{n', n'', n'''} \int dV \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_1^{(j)} \sin \theta_2^{(j)} \sin \theta_3 \times \\ \times \frac{\varepsilon_{1n'}^{*(j)} \varepsilon_{2n''}^{(j)} \varepsilon_{3n'''}^{(j)}}{\left| \sum_{n'} \varepsilon_{1n'}^{*(j)} e^{-i\vec{k}_{1n'}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n''} \varepsilon_{2n''}^{(j)} e^{i\vec{k}_{2n''}^{(j)} \vec{r}} \right| \left| \sum_{n'''} \varepsilon_{3n'''} e^{i\vec{k}_{3n'''} \vec{r}} \right|} e^{-i(\vec{k}_{en}^{(j)} + \vec{k}_{1n'}^{(j)} - \vec{k}_{2n''}^{(j)} - \vec{k}_{3n'''} \vec{r})}$$

$\theta_1^{(j)}$, $\theta_2^{(j)}$ – площадь первого и второго импульсов в j-ой паре, V - объем возбуждаемой части образца, $g(\Delta)$ – распределение оптических центров по частотам, $\Delta = \omega - \Omega_0$, ω – частота лазерного излучения, Ω_0 – частота резонансного перехода, $\varepsilon_{in}^{(j)}$ - амплитуды напряженности электрических полей плоских волн пространственного разложения волновых фронтов объектных лазерных импульсов для каждой j-ой пары.

На Рис 3 представлена схема возбуждения АФЭ в случае, когда в каждую пару возбуждающих лазерных импульсов ($P_1^{(j)}, P_2^{(j)}$) закладывается соответствующее изображение. Полученный отклик будет содержать изображение, где прозрачные участки принадлежат одновременно множествам А и В. Изображения могут быть любой структуры и для удобства они выбраны в виде чередования прозрачных и не прозрачных полосок, представленных на Рис. 3.

Полученный отклик АФЭ можно представить как множество E_1 , которое является результатом логической операции объединения множеств $A \cup C = E_1$

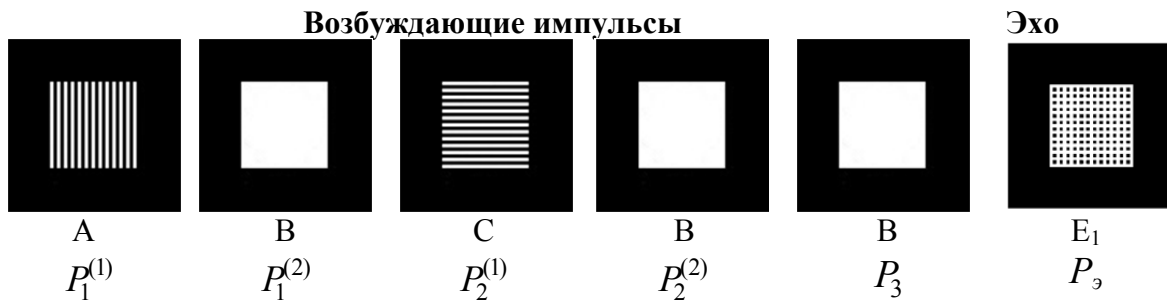


Рис. 3. Порядок возбуждающих лазерных импульсов в режиме АФЭ. $P_n^{(i)}$ - возбуждающие импульсы, P_3 - считывающий импульс, P_3 - сигнал эха. А, В, С - множества, E_1 является результатом логической операции объединения множеств

В результате полученный отклик в режиме АФЭ будет содержать изображение, являющееся результатом логической операции объединения множеств $A \cup C = E_1$. Данная операция справедлива как для обращенного режима, так и для необращенного. Отметим, что в работе [1] рассмотрена реализация логических операций над множествами, представленных в виде изображений в режиме стимулированного фотонного эха. Показано, что данный режим фотонного эха может быть использован для реализации логической операции пересечения множеств.

Создание эхо-голографического процессора предполагает разработку методов осуществления логических операций непосредственно самим процессором.

В данной работе была рассмотрена реализация логических операций над множествами, представленных в виде изображений, с помощью режима АФЭ, а именно, логической операции объединения множеств. Реализация логических операций над изображениями в дальнейшем позволила бы осуществить распознавание образов и обнаружение различных элементов и объектов на изображениях, а также выполнять вычислительные операции в эхо-голографическом процессоре.

1. A. R. Sakhbieva, L. A. Nefed'ev, G. I. Garnaeva JOURNAL OF APPLIED SPECTROSCOPY **84**, № 3 499-503 (2017)

ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАМАНОВСКИХ СОЛИТОНОВ В СРЕДНИЙ ИК ДИАПАЗОН В КОНУСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИТНЫХ И ГЕРМАНАТНЫХ СТЕКОЛ

Сорокин А.А.***, Анашкина Е.А.*

*Институт прикладной физики Российской академии наук,
Нижний Новгород, Россия

**Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород, Россия

Теоретически исследована нелинейная динамика рамановских солитонов в конусных световодах с переменными по длине нелинейными и дисперсионными характеристиками. Продемонстрировано смещение солитонов за 3 мкм в германатных и за 4 мкм в теллуридных волокнах с оптимизированными параметрами.

Источники ультракоротких оптических импульсов в диапазоне 3-5 мкм востребованы для различных фундаментальных и прикладных задачах, включая неинвазивную медицинскую диагностику, лазерную хирургию, спектроскопию, дистанционное зондирование и диагностику, космические исследования, беспроводную оптическую связь. Один из перспективных путей развития подобных источников связан с нелинейно-оптическим преобразованием солитонных лазерных импульсов, изначально заданных в ближнем ИК диапазоне, в волокнах с управляемыми параметрами.

Традиционно используемые в телекоммуникациях кварцевые световоды непрозрачны на длинах волн >2.3 мкм, поэтому для среднего ИК диапазона разрабатываются световоды специального химического состава [1]. Волокна на основе теллуридных стекол обладают высокой нелинейностью и прозрачностью до ~ 5 мкм [2]. Однако они имеют низкую температуру стеклования ($\sim 300^\circ\text{C}$), что не позволяет осуществлять сварку с волоконными лазерными источниками, а требует вывода излучения в свободное пространство с последующим заводом с использованием объемных оптических элементов. Германатные световоды, наоборот, имеют физические свойства, очень похожие на кварцевые, что допускает реализацию полностью волоконного формата. Однако они уступают теллуридным по нелинейности и диапазону прозрачности [1].

В средах с запаздывающей нелинейностью, к которым относятся и стеклянные волокна на основе TeO_2 или GeO_2 , может возникать явление сдвига центральной частоты ультракороткого оптического импульса [3]. Этот эффект наглядно интерпретируется в спектральном представлении как усиление низкочастотных компонент сигнала за счет высокочастотных в результате вынужденного рамановского (комбинационного) рассеяния света [3]. Как следствие, несущая частота оптических импульсов, распространяющихся в форме солитонов, плавно уменьшается. К настоящему времени в обоих типах упомянутых волокон экспериментально продемонстрированы рамановские солитоны до 3 мкм [2, 4], но на дальнейшее продвижение в средний ИК диапазон позволяют надеяться теоретические оценки и эксперименты по генерации спектральных суперконтинуумов за 4 мкм [2].

При использовании волокон с постоянным диаметром сердцевинны рамановский сдвиг частоты солитона может быть ограничен следующими факторами: большим коэффициентом аномальной дисперсии, малым коэффициентом нелинейности, оптическими потерями, а для волокон с двумя нулями дисперсии групповых скоростей – вторым нулем. Но при достаточно медленном изменении диаметра волокна можно избежать разрушения солитона и укоротить необходимую длину световода за счет постоянной подстройки параметров. Это приводит к достижению больших длин волн и к значительному выигрышу в финальной энергии солитона. В работе рассматривалась задача оптимизации профиля эффективного диаметра волокон для наилучшего преобразования несущей частоты солитона без сильного спада его энергии. Было проведено теоретическое исследование адиабатической конверсии рамановских солитонных импульсов в конусных световодах с управляемыми параметрами из стекол, основу

которых составляет TeO_2 или GeO_2 . Нелинейная динамика фемтосекундных импульсов в оптических волокнах может быть описана в рамках обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера [3]. В данной работе был применен метод моментов [5], что значительно упростило анализ эволюции сигналов. В качестве сигнала был рассмотрен солитон, для распространения которого можно получить достаточно простую систему дифференциальных уравнений, параметрами среды для которых являются характерное время рамановского отклика, линейные оптические потери, коэффициенты дисперсии и керровской нелинейности.

Вначале был произведен расчет параметров для фундаментальной моды световодов в приближении аксиально-симметричной сердцевины. Рассматривались микроструктурированные теллуритные волокна с подвешенной сердцевиной и сплошные германатные волокна. Характеристическое уравнение, получаемое на основе уравнений Максвелла из условия непрерывности тангенциальных компонент поля [6], является трансцендентным и решалось методом Ньютона, что позволило вычислить постоянные распространения, а также дисперсии групповых скоростей (Рис. 1), структуры полей и эффективные площади полей мод, используемые в дальнейшем при исследовании нелинейной динамики солитонов в этих световодах.

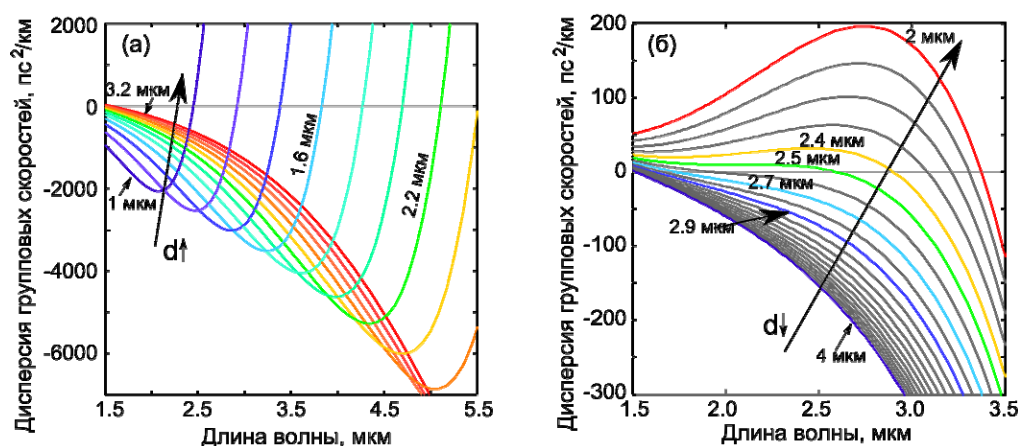


Рис. 1. Дисперсия групповых скоростей для световодов с различными диаметрами сердцевины из теллуритного (а) и германатного стекла (б)

Для теллуритных волокон за счет микроструктурирования зависимость длины волны второго нуля дисперсии монотонно возрастает с увеличением эффективного диаметра сердцевины (Рис. 1(а)) [7]. Поэтому для удержания солитона в области аномальной дисперсии волокно необходимо расширять. Численное моделирование показывает, что в таком случае для начальной энергии $W = 50$ пДж и длины волны 2 мкм в оптимальном профиле возможна эволюция сигнала до 4 мкм, что не дает принципиального выигрыша по сравнению с постоянным профилем волокна, но позволяет оперировать с меньшими энергиями [7].

Также рассматривались германатные волокна. Для них аномальная дисперсия увеличивается с ростом длины волны (Рис. 1(б)), поэтому для компенсации необходимо уменьшать диаметр сердцевины. Хотя для данных волокон и велико затухание, подобная методика позволяет получить солитон с длиной волны за 3 мкм, что превосходит диапазон преобразования в световодах с постоянным профилем даже при неточности задания входной энергии. На Рис. 2 показаны результаты расчетов для оптимизированных профилей волокна при различных входных энергиях импульса. На Рис. 3 показаны результаты расчётов для профиля волокна, оптимизированного для конкретной энергии импульса, при неотклонённой и отклонённых входных энергиях.

Таким образом, в работе произведен теоретический анализ возможностей создания источников ультракоротких лазерных импульсов в среднем ИК диапазоне на основе адиабатической конверсии рамановских солитонов в конусных световодах. Профили диаметров световодов оптимизированы таким образом, что темп рамановского понижения несущей частоты солитона остается достаточно высоким на всей трассе распространения. Продемонстрировано смещение солитонов за 3 мкм в сплошных германатных и за 4 мкм в микроструктурированных теллуритных волокнах с оптимизированными параметрами.

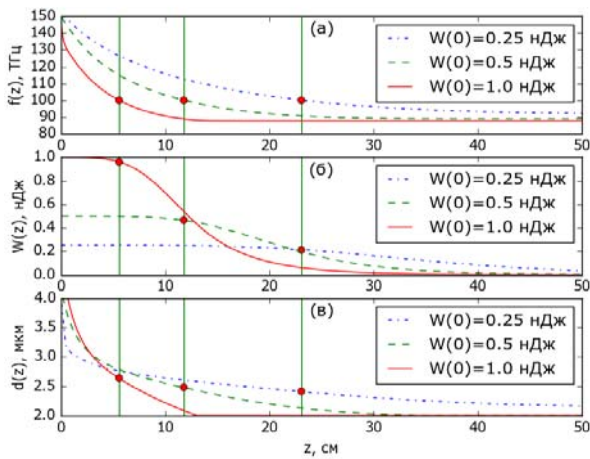


Рис. 2. Эволюция центральной частоты солитонов f (а), их энергии (б) для различных входных энергий в конусных германатных световодах с оптимизированными диаметрами сердцевин (в). Вертикальными прямыми и красными точками отмечен момент достижения 3 мкм

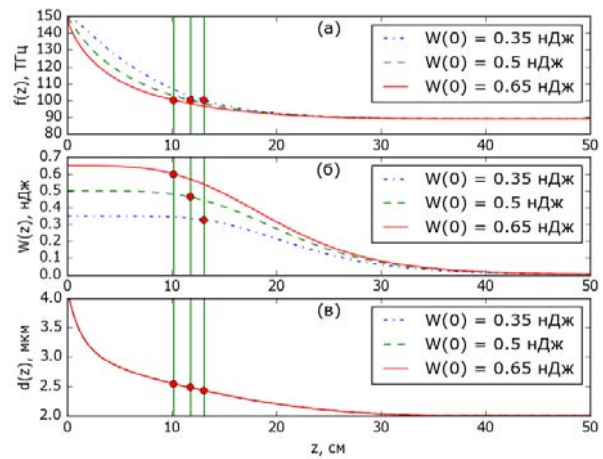


Рис. 3. Эволюция центральной частоты солитонов f (а), их энергии (б) для различных входных энергий в конусных германатных световодах с диаметрами сердцевин, оптимизированными для 0.5 нДж (в). Вертикальными прямыми и красными точками отмечен момент достижения 3 мкм

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-60053 мол_а_дж).

1. G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A.M. Stolyarov, S. Danto, J.V. Badding, Y. Fink, J. Ballato, A.F. Abouraddy, *Advances in Optics and Photonics*, 7, 379-458 (2015).
2. V.A.G. Rivera, D. Manzani (ed.). *Technological Advances in Tellurite Glasses: Properties, Processing, and Applications*, Springer (2017).
3. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Elsevier (2013).
4. E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, M.Y. Koptev, S.V. Muravyev, A.V. Kim, *Optics Letters*, **39**, 2963-2966 (2014).
5. J. Santhanam, G.P. Agrawal, *Optics Communications*, **222**, 413-420 (2003).
6. A.W. Snyder, J. Love, *Optical Waveguide Theory*, Springer (1983).
7. E.A. Anashkina, A.V. Andrianov, V.V. Dorofeev, A.V. Kim, *Applied Optics*, **55**, 4522-4530 (2016).

МЕТОД НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ НЕСИНХРОННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Новикова Т.И., Корниенко В.В., Китаева Г.Х.

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

С помощью непрерывного аргонового лазера (514.5 нм, 0.1 Вт) осуществлена несинхронная нелинейно-оптическая регистрация терагерцового (0.16 ТГц, 1 мВт) излучения. Обнаружена модуляция преобразованного сигнала, имеющая разную глубину для «прямой» и «отраженной» терагерцовых волн.

Рассматривается нелинейно-оптический метод регистрации непрерывного терагерцового излучения (ТИ), основанный на преобразовании частоты ТИ в оптический диапазон в среде с квадратичной нелинейной восприимчивостью $\chi^{(2)} \neq 0$ [1,2]. При совместном распространении измеряемого ТИ (ω_{THz}) и излучения лазерной накачки (ω_p) через нелинейный кристалл-детектор за счет процессов генерации разностной и суммарной частот возникает сигнальное излучение ($\omega_s = \omega_p \pm \omega_{\text{THz}}$) оптического диапазона, регистрируемое с помощью обычных фотоприемников оптического диапазона. Фильтрация излучения накачки осуществляется с помощью узкополосного частотного фильтра на парах йода. Преимуществами метода являются возможность работы при комнатной температуре, наличие спектральной разрешающей способности, возможность работы с несинхронизированным источником терагерцовых волн [2]. Также отметим потенциальную возможность проведения безэталоной калибровки спектральной яркости внешнего ТИ по методу Д.Н. Клышко [1,3], при котором измеряемые сигналы сравниваются с шумами параметрического преобразователя.

В работе будут представлены результаты экспериментов по регистрации (см. Рис. 1) непрерывного терагерцового излучения (0.12–0.16 ТГц, ~1 мВт), генерируемого лампой обратной волны. Спектральная плотность мощности источника ТИ, измеренная с помощью опто-акустического приемника – ячейки Голея – представлена на Рис. 2. Источником накачки детектора служит аргоновый лазер непрерывного режима работы (514.5 нм, 0.1 Вт). Наблюдаются сигналы генерации суммарной и разностной частоты («прямая» терагерцовая волна, Рис. 3), а также результат регистрации терагерцовых волн, отраженных от границы нелинейного кристалла (отраженная терагерцовая волна, Рис. 4).

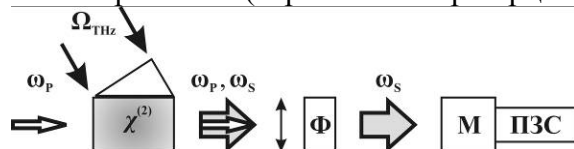


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. «Ф» – частотный фильтр, «М» – монохроматор, «ПЗС» – ПЗС-матрица (CCD-камера), нелинейная среда – кристалл ниобата лития (Mg:LiNbO_3). «Прямая» терагерцовая волна заводится через сопрягающий элемент – призму из высокоомного кремния. «Отраженная» (на рисунке – от нижней грани кристалла) терагерцовая волна также регистрируется в эксперименте (см. Рис. 4)

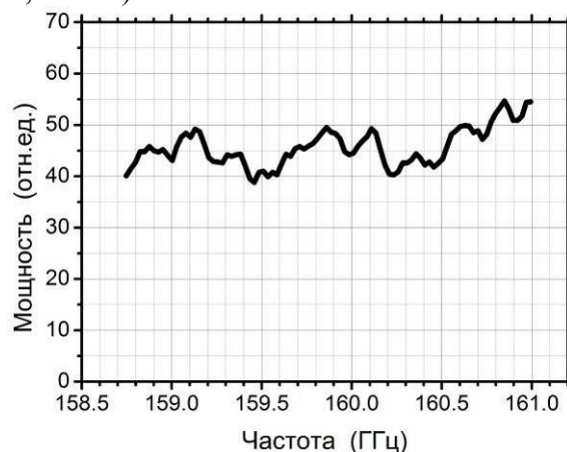


Рис. 2. Зависимость мощности источника терагерцового излучения от частоты генерации

Обнаружен качественно различный характер зависимости мощности сигнальной волны от частоты для «прямых» (заводимых извне через сопрягающий элемент – призму из высокоатомного кремния) и «отраженных» (испытывающих отражение от границы нелинейного кристалла) терагерцовых волн. Глубина модуляции сигнала для «отраженных» волн

существенно выше, чем для «прямых». Поскольку мощность ТИ, генерируемого использованной в работе лампой обратной волны, слабо зависит от частоты генерации (см. Рис. 2), изрезанный характер зависимости мощности сигнальной волны от частоты ТИ (Рис. 4) связан именно с особенностями нелинейно-оптического детектора. Одним из возможных механизмов появления модуляции является интерференция волн при многократном отражении, аналогично интерферометру Фабри-Перо. Однако период модуляции (в частотном диапазоне) составляет около 0.1 ГГц, что дает оценку характерной длины в $\sim 10^{+2}$ см; это значение на порядок превосходит размер использованного в эксперименте кристалла (2.5 см).

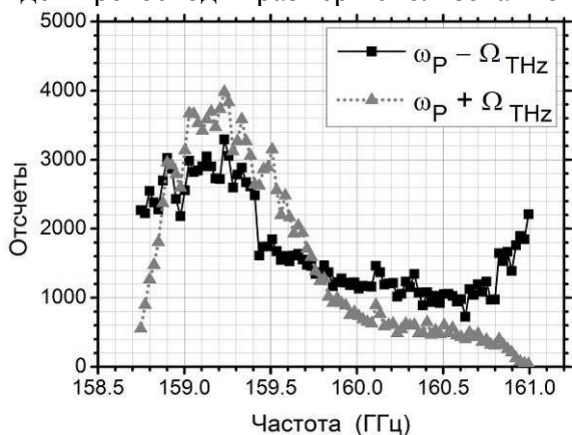


Рис. 3. Зависимость мощности сигнальной волны, получаемой при нелинейно-оптическом преобразовании «прямых» терагерцовых волн, от частоты генерации источника ТИ

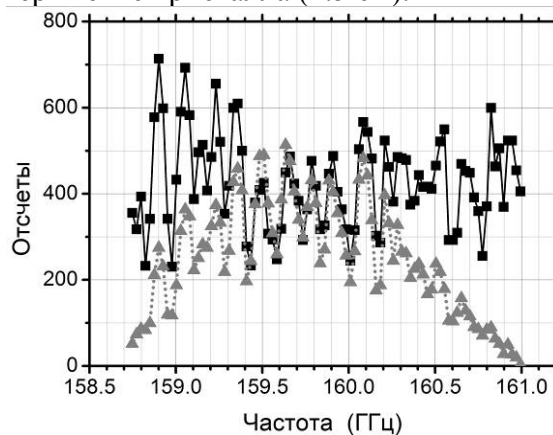


Рис. 4. Зависимость мощности сигнальной волны, получаемой при нелинейно-оптическом преобразовании «обратных» терагерцовых волн, от частоты генерации источника ТИ

Достигнуты следующие параметры терагерцово-оптического преобразования: а) спектральная разрешающая способность 0.05 ТГц; б) коэффициент преобразования по мощности (P_S / P_{THz}) $\sim 10^{-9}$ при мощности накачки 0.1 Вт; в) минимальная мощность ТИ, регистрируемая на фоне шумов детектора, – около 10^{-8} Вт; г) работа при комнатной температуре; д) частотный диапазон работы приемника ТИ – от 0.10 ТГц; верхняя граница определяется фоновым поглощением используемого нелинейного материала и для ниобата лития может быть оценена как 3 ТГц. Коэффициент преобразования растет линейно с увеличением мощности оптической накачки детектора. Отметим, что не требуется синхронизации по фазе между регистрируемым терагерцовым излучением и приемником терагерцовых волн, что позволяет использовать данный тип детекторов с произвольными источниками терагерцового излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты №№16-32-00693-мол_а, 16-02-00258-А), а также фонда У.М.Н.И.К. (договор № 0033753).

1. Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Penin A.N., Tuchak A.N., Yakunin P.V., *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **32**, 1144-1156, (2011).
2. V.V. Kornienko, S.A. Savinov, Yu.A. Mityagin, G.Kh.Kitaeva, *Opt. Lett.*, **41**, 4075, (2016).
3. Д. Н. Клышко, *Квант. электрон.*, **4**, 1056-1062, (1977).

НОВЫЙ СПОСОБ ЗАЩИТЫ ОТ ПОДДЕЛКИ ЦЕННЫХ ИЗДЕЛИЙ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАЦИИ НАНОСТРУКТУРАМИ ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННОЙ ОТРАЖЕННОЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРА

Шапошников Л.В., Базыленко В.А.

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

Указанная задача решается тем, что в способе защиты от подделок и контроля подлинности ценных изделий на ценном изделии формируют пассивное защитное средство заданной структуры, обеспечивают возможность контроля его наличия и подлинности. В качестве материала защитного средства используют планарные структуры металл-окисел-полупроводник (МОП), например Cr-SiO₂-Si, а в качестве детектируемого информативного признака используют электроиндуцированную генерацию отраженной второй гармоники (ВГ). Возможность контроля наличия и подлинности защитного средства в этом случае обеспечивают методом анализа по оптическим эффектам в процессе внешнего воздействия на него зондирующего электромагнитного излучения видимого оптического диапазона и детектирования информативных признаков в оптическом отклике защитного средства на упомянутое внешнее воздействие (Рис.). Это позволяет в процессе детектирования осуществлять визуальный и автоматический контроль подлинности защищаемого изделия путем сопоставления зарегистрированных параметров информативных признаков с информативными признаками, содержащимися в базе данных средства детектирования.

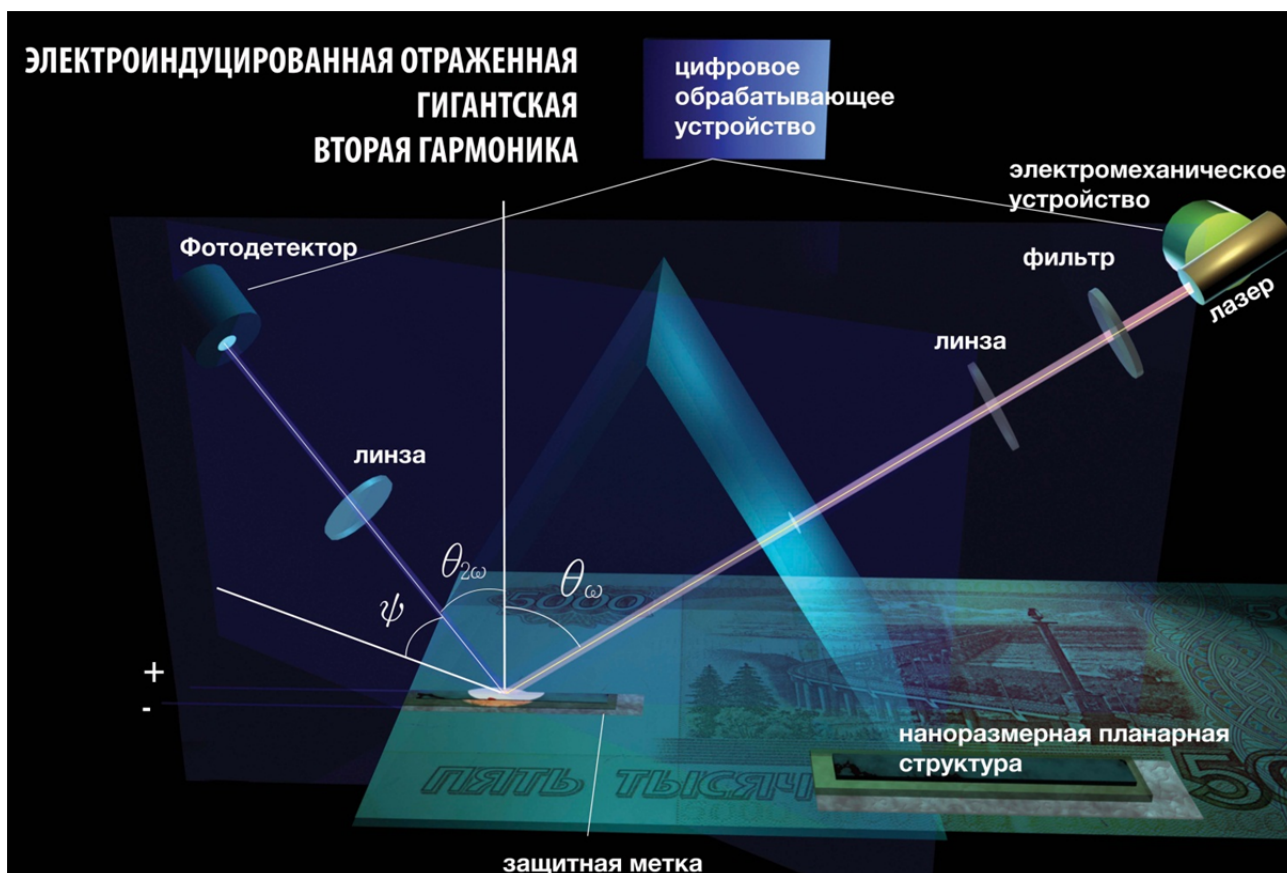


Рисунок. Контроль наличия и подлинности защитного средства

Кроме того, в качестве зондирующего электромагнитного излучения используют лазерное когерентное излучение в ближнем инфракрасном и видимом оптическом диапазоне длин волн.

НОВЫЙ СПОСОБ ЗАЩИТЫ ОТ ПОДДЕЛКИ ЦЕННЫХ ИЗДЕЛИЙ НА ОСНОВЕ ГЕНЕРАЦИИ НАНОСТРУКТУРАМИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ОТРАЖЕННОЙ ВТОРОЙ "ГИГАНТСКОЙ" ГАРМОНИКИ ЛАЗЕРА

Шапошников Л.В., Базыленко В.А.

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

Указанная задача решается тем, что в способе защиты от подделок и контроля подлинности ценных изделий на ценном изделии формируют пассивное защитное средство заданной структуры, обеспечивают возможность контроля его наличия и подлинности. В качестве материала защитного средства используют тонкие пленки магнетика, например монослой ионов гадолиния, нанесенный на твердую подложку методом Ленгмюра, а в качестве детектируемого информационного признака используют магнитоиндуцированную генерацию отраженной второй гармоники. Возможность контроля наличия и подлинности защитного средства в этом случае обеспечивают методом анализа по оптическим эффектам в процессе внешнего воздействия на защитное средство зондирующего электромагнитного излучения видимого оптического диапазона и детектирования информативных признаков в оптическом отклике защитного средства на упомянутое внешнее воздействие с последующим визуальным и автоматическим сопоставлением зарегистрированных параметров информативных признаков с информативными признаками, содержащимися в базе данных средства детектирования (Рис.).

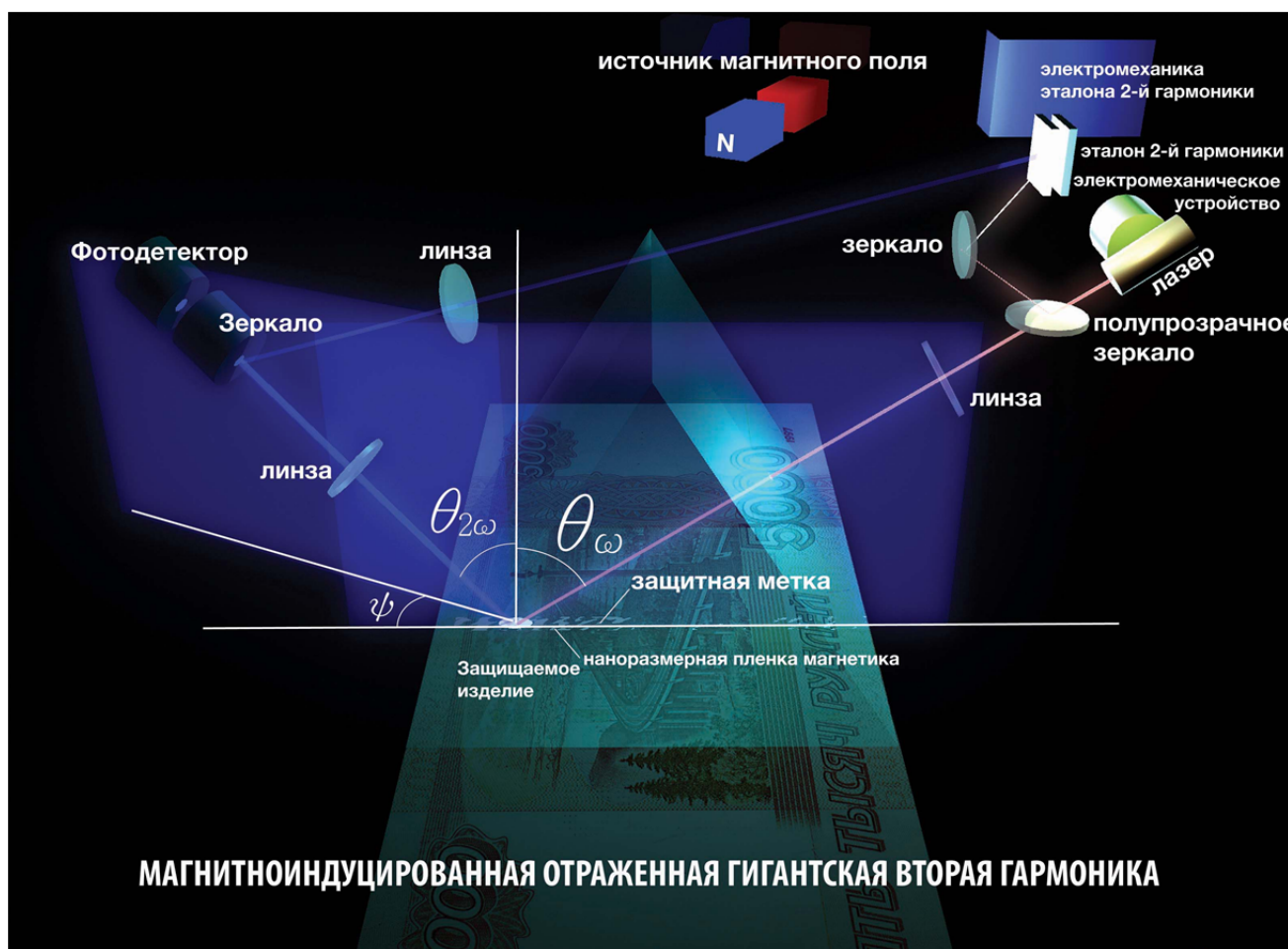


Рисунок. Контроль наличия и подлинности защитного средства

Величина фазового сдвига волны ВГ при перемагничивании, в данном случае монослоев гадолиния, может служить количественным идентификационным признаком подлинности защитной метки при использовании рассматриваемого нелинейно-оптического эффекта с целью защиты ценных изделий от подделок.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ О ТРЕХМЕРНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУРАХ С ФАЗОВОЙ КВАЗИСИНХРОНИЗАЦИЕЙ

Погосян Т.Н.^{*,**}, Денисюк И.Ю.^{*}, Лай Н.Д.^{**}

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

^{**} École normale supérieure Paris-Saclay, Cachan, France

Данная работа представляет полный теоретический анализ периодических трехмерных нелинейных структур с фазовой квазисинхронизацией и способы их создания с использованием полимерных материалов.

Фазовая квазисинхронизация (ФКС) – это метод нелинейной оптики, заключающийся в пространственной модуляции нелинейной восприимчивости материала, чтобы компенсировать фазовую разницу между генерируемыми в материале гармониками. Теоретический анализ, создание и применение одномерных (1D) и двухмерных (2D) нелинейных структур с ФКС описаны во множестве статей. Отсутствие технологии создания аналогичных трехмерных (3D) структур привело к тому, что они практически не изучены [1-6]. В сравнении с 1D и 2D, 3D структуры с ФКС предлагают больше обратных векторов решетки для компенсации фазовой разницы и подходят для работы с каскадными нелинейными процессами.

В данной работе представлены теоретический анализ периодической 3D структуры с ФКС для эффективной генерации второй гармоники и способы создания подобных структур с применением полимерных материалов.

Для нахождения изменения амплитуды поля второй гармоники необходимо записать разницу фаз между основной частотой ω и второй гармоникой 2ω , как $\vec{k}_{2\omega} - 2\vec{k}_\omega = \Delta\vec{k}$, и нормализованную безразмерную функцию, описывающую пространственное распределение нелинейного коэффициента. Она может быть представлена в виде ряда Фурье: $g(\vec{r}) = \sum \vec{G}_{mnq} \cdot \exp(i\vec{K}_{mnq} \cdot \vec{r})$, где сумма производится по всем обратным векторам в 3D пространстве, \vec{G}_{mnq} – Фурье коэффициент, \vec{K}_{mnq} – вектор обратной решетки, который зависит от порядков m , n , и q , принадлежащих к множеству целых чисел. Математически 3D структуры с ФКС могут быть представлены как результат свертки периодической решетки и нелинейного мотива $s(\vec{r})$. Обозначив, что внутри мотива нелинейная восприимчивость второго порядка $\chi(2)$ имеет значение “+1”, а вне его она принимает значение “-1” или “0”, мы получим пространственное безразмерное распределение $\chi(2)$. Если один из векторов обратной решетки компенсирует разность фаз $\Delta\vec{k} - \vec{K}_{mnq} = 0$, вклад остальных векторов считается ничтожно малым. В этом случае интенсивность коллинеарной генерации второй гармоники после прохождения в материале расстояния L будет описываться формулой:

$$I_{2\omega} \approx \frac{2\omega^2 \chi_{ijk}^{(2)} |\vec{G}_{mnq}|^2}{n_{2\omega} n_\omega^2 c^3 \epsilon_0} I_\omega^2 L^2,$$

$$\vec{G}_{mnq} = \frac{1}{V} \int s(\vec{r}) \exp(i\vec{K}_{mnq} \cdot \vec{r}) d^3\vec{r} = \frac{1}{V} S(\vec{K}_{mnq}/2\pi),$$

где интеграл берется по всему объему элементарной ячейки решетки, V – объем этой ячейки, $S(\vec{f})$ – это Фурье преобразование функции мотива. Очевидно, что коэффициент Фурье, а следовательно и интенсивность второй гармоники, зависит от типа решетки \vec{K}_{mnq} и от типа мотива $s(\vec{r})$.

С помощью этого метода можно определить эффективность нелинейного преобразования гармоник. 3D решетки представлены четырнадцатью решетками Бравэ, но возможно изучить и составные решетки, такие, как алмаз. Необходимо отметить, что для этого метода важно, чтобы соседние мотивы в узлах решетки не перекрывали друг друга.

Наилучшие параметры решетки и мотива, которые были найдены с помощью теоретического анализа, подходят для создания реальной структуры в полимерах. Мы выбрали кубическую решетку (длина ребра a) и сферический мотив (радиус R). Максимальная эффективность $|G_{100}|^2 = 0.025$ была получена при $R/a = 0.5$. Это значение найдено для

структуры с ФКС, где $\chi(2)$ внутри мотива имеет значение “+1”, а вне него $\chi(2) = 0$, то есть материал не имеет нелинейных свойств.

Как уже ранее отмечалось, можно получить два типа структуры: первый, когда окружение мотива имеет $\chi(2) = -1$ и тогда структура называется “+/-”, и второй, когда $\chi(2) = 0$, тогда структура обозначается как “+/0”. К сожалению не существует контролируемой технологии создания структур “+/-” с использованием сегнетоэлектриков (LiNbO_3) и полупроводников (GaAs). Однако возможно создать структуру “+/0” с использованием полимерных материалов.

Существует несколько путей реализовать модуляцию нелинейных/линейных свойств в полимерных матрицах за счет нелинейных сополимеров или нелинейных частиц.

Один путь – это использование микро- и нанокристаллов DAST, известных своими нелинейными свойствами. Их необходимо вырастить и зафиксировать в полимерной матрице. Под действием определенных длин волн эти кристаллы могут деградировать и потерять нелинейные свойства. Если использовать многолучевую интерференцию, то можно изменить нелинейные свойства периодически и в объеме.

Другой путь – это использование сополимера Dispersive Red 1 (DR1), который смешан с фоторезистом SU-8. При использовании коронного разряда молекулы DR1 выстраиваются вдоль линий поля и приобретают нелинейные свойства. Чтобы воспользоваться этим свойством, необходимо пленку SU-8/DR1 облучить многолучевой интерференцией. После отверждения, мы получим обыкновенную трехмерную решетку, поскольку молекулы DR1 фиксированы в матрице с произвольной ориентацией. Залив решетку тем же составом, мы сначала подвергаем пленку коронному разряду, а затем облучаем ее лазерным излучением, чтобы фиксировать матрицу с ориентированными молекулами DR1. Чтобы развернуть в поле ранее фиксированные молекулы, требуются высокие температуры. Таким образом, мы опять получаем модуляцию линейных/нелинейных свойств в 3D пространстве.

1. J. Chen, X. Chen, *Phys. Rev. A* **80**, 013801, (2009)
2. J. Chen, X. Chen, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 241, (2011)
3. M. Farsari, A. Ovsianikov, M. Vamvakaki, I. Sakellari, D. Gray, B.N. Chichkov, C. Fotakis, *Appl. Phys. A*, **93**, 11, (2008)
4. D.B. Do, J.H. Lin, N.D. Lai, H.C. Kan, C.C. Hsu, *Appl. Opt.*, **50**, 4664, (2011)
5. T. Xu, D. Lu, H. Yu, H. Zhang, Y. Zhang, J. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 051907, (2016)
6. T. Pogosian, N.D. Lai, *Phys. Rev. A*, **94**, 063821, (2016)

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ФОТОПРОВОДЯЩИХ АНТЕННАХ НА ОСНОВЕ LT – InGaAs, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ GaAs С ОРИЕНТАЦИЯМИ (100) И (111)А

Леонтьев А. А., Пушкарев С.С.*

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

В данной работе был исследован процесс генерации терагерцового (ТГц) излучения в фотопроводящих антеннах на основе InGaAs, выращенных на подложках GaAs при низких температурах (200°C), с ориентациями подложек (100) и (111). Было показано, что антенны на подложках с ориентацией (111) генерируют ТГц излучение в 1.5 - 2 раза эффективнее чем на подложках с ориентацией (100).

Под терагерцовым излучением понимают излучение с частотами, лежащими в диапазоне от 0.1 до 10 ТГц. В последнее время все больше появляется потребность в создании генераторов ТГц-излучения для исследования свойств веществ в ТГц диапазоне. Одними из наиболее перспективных материалов для ТГц антенн являются эпитаксиальные соединения A^3B^5 , выращенные в низкотемпературном режиме. Одним из первых таких материалов был низкотемпературный LT-GaAs (Low-Temperature GaAs). На основе LT-GaAs сделано большое количество действующих устройств [1]. Низкотемпературный рост приводит к встраиванию избыточных атомов мышьяка As в кристаллическую решетку LT-GaAs и к образованию дефектов: антиструктурных дефектов — атом мышьяка в узле атома галлия As_{Ga} , межузельных атомов As_i , вакансий галлия V_{Ga} . За захват фотовозбужденных электронов и уменьшение их времени жизни, главным образом, ответствен дефект As_{Ga} , что обуславливает ультракороткое время возбужденных носителей.

На Рис. 1 представлена экспериментальная установка для генерации и детектирования ТГц излучения. Источником оптического излучения служит Eg^{3+} лазер (длина волны 1550 нм, длительность импульса 120 фс). После прохождения светоделителя, большая часть пучка (пучок накачки) направляется на генератор ТГц излучения — антенна на базе LT-InGaAs), а оставшаяся часть служит для запуска детектора (зондирующий пучок). Параболические зеркала служат для сбора, коллимированного распространения и дальнейшей фокусировки ТГц излучения на детектор (фотопроводящая антенна на базе InGaAs). ТГц излучение, распространяясь через тонкую пластинку InGaAs, фокусируется на симметричной дипольной антенне, расположенной на задней поверхности пластины. Действие ТГц излучения приводит к наведению разности потенциалов на концах антенны. Ток через антенну возникает только при одновременном облучении оптическим импульсом, запускающим процесс генерации свободных носителей заряда в детекторе. Чтобы осуществить временную пропись ТГц поля, вводится линия задержки между пучком накачки и зондирующим пучком. Это осуществляется с помощью механической линии задержки с установленным уголковым отражателем.

Ранее было показано [2], что амплитуда терагерцового излучения от слоев LT-InGaAs, выращенных на подложках InP различных ориентаций (411)А и (100) существенно отличаются (в 3–5 раз). Развивая этот подход, в данной работе исследовались готовые спиральные антенны на основе эпитаксиальных пленок LT-InGaAs на подложках GaAs, с различными ориентациями (111)А и (100). Было показано, что антенны на подложках с ориентацией (111)А генерируют ТГц излучение в 1.5-2 эффективнее по амплитуде поля, чем антенны на подложках GaAs (100) (Рис. 2), были измерены мощность излучаемого ТГц излучения и его спектр. Данный эффект может быть полезен в промышленном производстве терагерцовых излучающих фотопроводящих антенн.

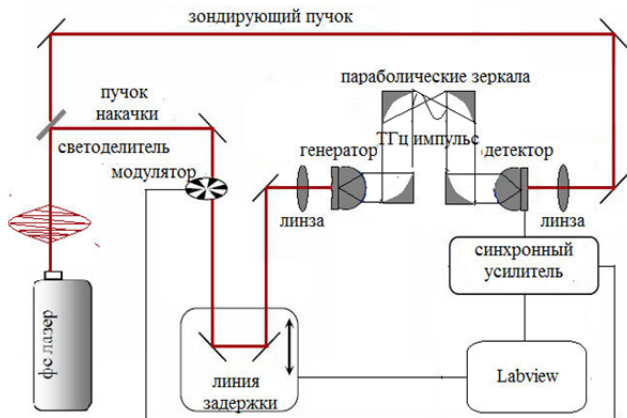


Рис. 1. Экспериментальная установка для генерации и детектирования ТГц излучения

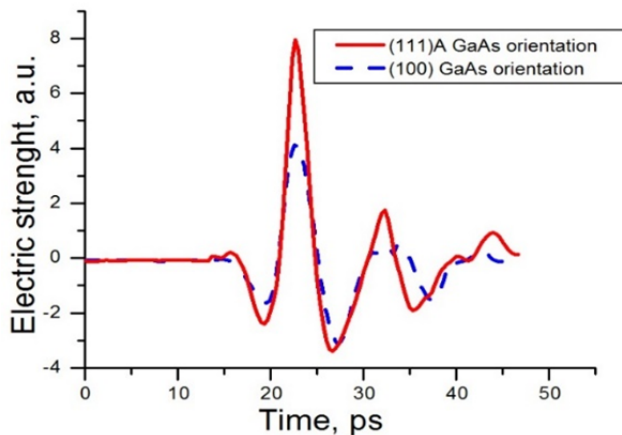


Рис. 2. Антенны на подложках с ориентацией (111)А генерируют ТГц излучение в 1.5-2 эффективнее по амплитуде поля, чем антенны на подложках GaAs (100)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00258, 16-29-03294).

1. A. Krotkus // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V. **43**. – P. 273001.
2. Г.Б. Галиев // *Физика и техника полупроводников* – 2017. – Т. **51**. – С.322

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОЙ ПОДСВЕТКИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ГОЛОГРАММ В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНАТА ВИСМУТА

Сим Е.С., Литвяков А.В., Кистенева М.Г.,
Буримов Н.И., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

*Институт металлургии и материаловедения РАН, Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований влияния внешней некогерентной подсветки на динамику двухпучкового взаимодействия света в отражательной геометрии в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$.

Кристаллы силленитов $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ ($M = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Ti}$), обладающие фоторефрактивными и фотопроводящими свойствами, используются в качестве функциональной среды в устройствах когерентной оптики и динамической голографии [1, 2]. Экспериментально двухпучковое взаимодействие на отражательных фоторефрактивных голограммах в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ было реализовано в работе [3], а авторы [4] продемонстрировали влияние внешней некогерентной подсветки на такое взаимодействие в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза (100).

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния внешней некогерентной подсветки на динамику двухпучкового взаимодействия света в отражательной геометрии в нелегированном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO). В экспериментах использовался монокристаллический образец BGO с поперечными размерами $26 \times 13 \text{ мм}^2$ и с толщиной $d = 10,5 \text{ мм}$ вдоль кристаллографического направления [100]. Схема используемой экспериментальной установки представлена на Рис. 1.

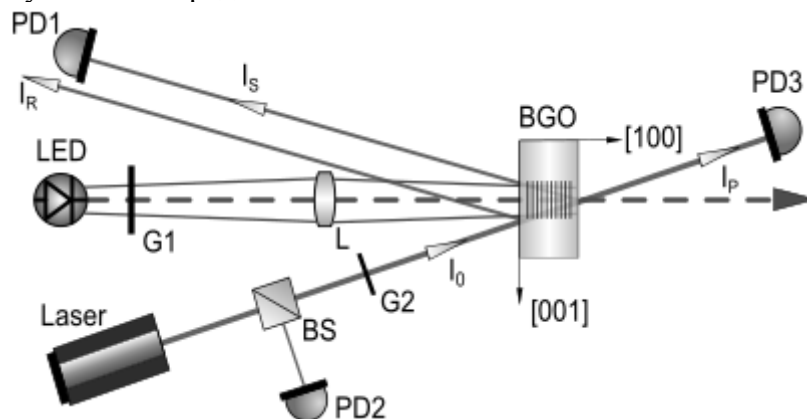


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования динамики формирования отражательных голограмм в условиях внешней некогерентной подсветки

Для записи голограмм использовался линейно поляризованный входной пучок от твердотельного лазера с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ и интенсивностью на входной грани $I_0 = 137 \text{ мВт/см}^2$. В соответствии с методикой, описанной в [1], формирование фоторефрактивной решетки с вектором \vec{K} , ориентированным вдоль оси [100], происходило за счет интерференции проходящего через образец светового пучка с отраженным от его выходной грани. Динамика интенсивностей $I_S(t)$ и $I_P(t)$ для пучков, отраженного от голограммы данного типа и прошедшего через нее, соответственно, фиксировалась с помощью *pin*-фотодиодов *PD1* и *PD3* марки *BPW-34* и компьютерной системы обработки данных, кратко описанной в монографии [1]. Светоделительный куб *BS* и фотодиод *PD2* использовались для контроля входной мощности лазерного пучка. Внешняя некогерентная подсветка кристалла осуществлялась с помощью светодиодов *LED* с длинами волн $\lambda_b \approx 450 \text{ нм}$ и $\lambda_r \approx 700 \text{ нм}$ и изображающей линзы *L*, обеспечивающей на входной грани образца BGO интенсивности излучения 112 мВт/см^2 и 48 мВт/см^2 , соответственно. Использование в схеме затворов *G1* и *G2* позволяло управлять

процессом формирования решеток. Временные зависимости коэффициента двухпучкового усиления $\Gamma(t)$, отражающие динамику взаимодействия на отражательной голограмме, и фотоиндуцированных изменений показателя поглощения кристалла $\Delta k(t)$, рассчитывались из экспериментальных данных по методике, изложенной в [1].

На Рис. 2, а представлены экспериментальные данные по влиянию предварительной засветки на формирование отражательной решетки в кристалле ВГО при ориентации на его входной грани вектора поляризации падающего пучка I_0 вдоль оси [001], а на Рис. 2, б – по динамике происходящих при этом фотоиндуцированных изменений оптического поглощения. Запись голограмм проводилась в течение ~ 1600 с, а время предварительного облучения некогерентным светом подбиралось таким, чтобы его доза примерно соответствовала получаемой от лазерного излучения, составляющей около 230 Дж/см². Естественная релаксация наведенных изменений происходила в течение суток, что и определяло промежуток между различными экспериментами (кривые 1, 2 и 3 на Рис. 2), превышающий 24 часа.

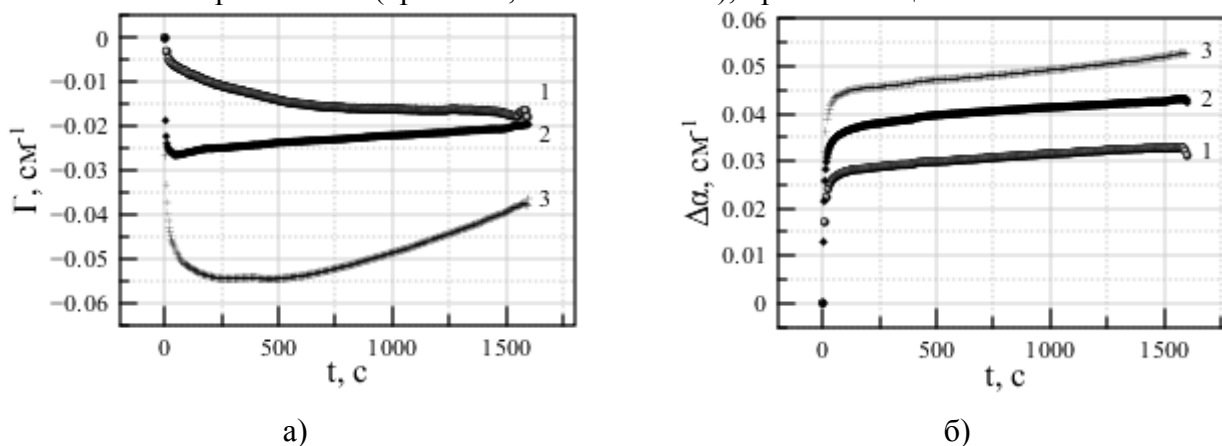


Рис. 2. Временные зависимости: а) коэффициентов двухпучкового усиления и б) показателя поглощения: 1 – без предварительной засветки, 2 – после засветки с $\lambda_r \approx 450$ нм, 3 – после засветки с $\lambda_r \approx 700$ нм

Из Рис. 2 следует, что максимальные изменения как в $\Gamma(t)$, так и в $\Delta k(t)$ наблюдаются при предварительной засветке светодиодом с $\lambda_r \approx 700$ нм, а минимальные – без какого-либо предварительного облучения. На всех кривых можно выделить два участка: быстрый и медленный. Если характер зависимостей $\Gamma(t)$ на Рис 2, а существенно зависит от начальных условий формирования отражательной голограммы, то для $\Delta k(t)$ различия в кривых 1, 2 и 3 носят, в основном, количественный характер.

Экспериментально наблюдаемая динамика изменений коэффициента двухпучкового усиления и показателя поглощения в условиях внешней подсветки демонстрируется на Рис. 3 и 4. С использованием экспериментальной установки (Рис. 1) запись голограмм осуществлялась вначале в промежутках времени 0 – 160 с (для $\lambda_r \approx 700$ нм), 0 – 330 с (для $\lambda_r \approx 450$ нм), а затем отключалась, и включалась вновь при $t = 670 – 1670$ с. Формирование голограммы начиналось в момент времени $t_1 = 0$ с (Рис. 3 и 4, участок 1; в этом случае затвор $G2$ открыт, а $G1$ закрыт). Далее лазерное излучение перекрывалось затвором $G2$ и включалась некогерентная подсветка, при $t_2 = 160$ с (для $\lambda_r \approx 700$ нм) и при $t_2 = 330$ с (для $\lambda_r \approx 450$ нм), на такое время, чтобы доза облучения соответствовала дозе, полученной за время формирования решетки (Рис. 3 и 4, участок 2). Для отслеживания эволюции состояния решетки затвор $G2$ открывался на время, не превышающее трех секунд, через некоторые интервалы. На последующих этапах эксперимента в промежутках времени от Δt_3 до Δt_8 (670 – 1670 с) затвор $G2$ был постоянно открыт, а внешняя подсветка включалась с помощью затвора $G1$ в интервалах 830 – 920 с, 1080 – 1250 с и 1420 – 1670 с (участки 4, 6 и 8, соответственно).

Как можно заметить из Рис. 3, облучение кристалла ВГО некогерентным излучением светодиода с $\lambda_r \approx 450$ нм заметно влияет на динамику формирования решетки, приводя к изменениям коэффициента связи $\Gamma(t)$ как при выключенном лазерном излучении (участок 2), так и в режиме подсветки (участки 4, 6, 8). В то же время, излучение с $\lambda_r \approx 700$ нм не приводит к явно выраженным изменениям во временной эволюции $\Gamma(t)$. Наведенные некогерентным

излучением дополнительные изменения в оптическом поглощении, характеризуемые его показателем $\Delta k(t)$ на длине волны 532 нм, как следует из Рис. 4, наиболее сильно проявляются на участке 2, когда формирующее отражательную голограмму лазерное излучение отсутствует.

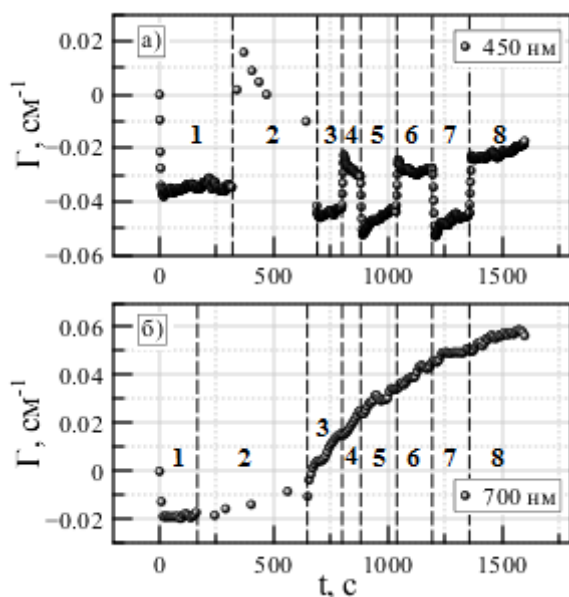


Рис. 3. Временные зависимости коэффициентов двухпучкового усиления в условиях внешней подсветки:
а) с $\lambda_b \approx 450$ нм; б) с $\lambda_r \approx 700$ нм

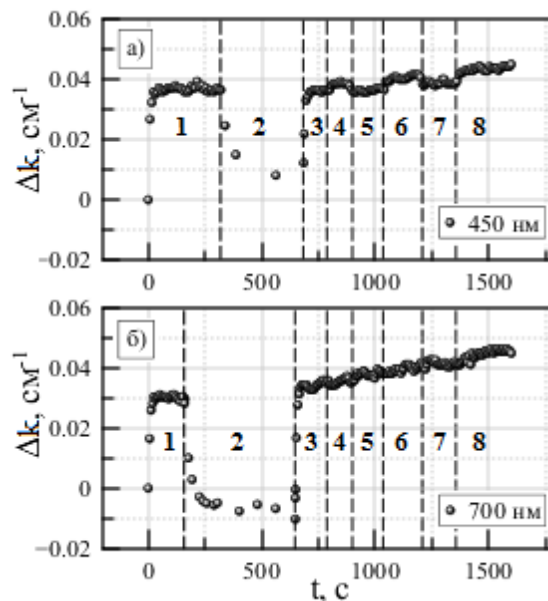


Рис. 4. Временные зависимости показателя поглощения в условиях внешней подсветки:
а) с $\lambda_b \approx 450$ нм; б) с $\lambda_r \approx 700$ нм

Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что предварительная экспозиция и подсветка кристалла ВГО некогерентным излучением из видимой области спектра ($\lambda_b \approx 450$ нм и $\lambda_r \approx 700$ нм) влияет как на формирование в нем фоторефрактивных отражательных голограмм лазерным излучением с длиной волны 532 нм, так и на наблюдаемые при этом процессы фотоиндуцированного изменения оптического поглощения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проектной части Госзадания на 2017 г. и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м).

1. С.М. Шандаров, В.М. Шандаров, и др. *Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах*, Томск: ТУСУР, 242 с, (2007).
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, СПб.: Наука, 318 с, (1992).
3. Y.H. Ja, *Optical and Quantum Electronics*, **16**, 399-404, (1984).
4. А.А. Колегов, *Труды пятой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2007»*, 15- 16, (2007).

ТРЕХКАСКАДНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ СО ЛАЗЕРА В КРИСТАЛЛЕ $ZnGeP_2$

Ионин А.А.*, Киняевский И.О.*, Климачев Ю.М.*, Можаяева В.А.***

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

** Московский государственный университет геодезии и картографии
(МИИГАиК), Москва, Россия

Экспериментально зарегистрировано излучения третьего каскада широкополосного преобразования частоты излучения СО лазера в кристалле $ZnGeP_2$, соответствующее генерации суммарных частот излучения накачки и излучения, полученного во втором каскаде. Эффективность преобразования по мощности наиболее сильных линий составила 10^{-5} .

Разработка источников лазерного излучения среднего и дальнего ИК-диапазонов представляет большой интерес для спектроскопии, фотохимии, разделения изотопов и ряда других применений. В работе [1] на базе одного СО лазера и одного нелинейного кристалла $ZnGeP_2$ была разработана широкополосная лазерная систем, действующий одновременно как минимум на ~670 линиях в интервале длин волн от 2.5 мкм до 8.3 мкм. В работе [1] излучение СО лазера, содержащее 150 спектральных линий в интервале длин волн 5.0-7.5 мкм, преобразовывалось в ~350 линий излучения второй гармоники и суммарных частот в широком интервале длин волн 2.5 - 3.7 мкм (первый каскад преобразования). В том же самом образце кристалла $ZnGeP_2$ наблюдалось взаимодействие излучения, полученного в первом каскаде, с излучением СО лазера накачки, что приводило к генерации излучения разностной частоты (второй каскад). При этом излучения разностной частоты содержало около 90 линий в интервале длин волн от 4.3 до 5.0 мкм и более 80 линий в интервале от 7.5 до 8.3 мкм. Эффективность первого каскада преобразования составляла ~2%, а второго ~0.5%.

Следует отметить, что характеристики такой лазерной системы можно улучшить, путем перехода к мощным наносекундным импульсам излучения. Например, была разработана мощная наносекундная СО лазерная система [2], для которой эффективность генерации второй гармоники в кристалле $ZnGeP_2$ достигала 37% [3]. А при осуществлении двухкаскадного преобразования частоты, эффективность второго каскада достигала 1.4% [3]. При достижении высокой эффективности преобразования возникает вопрос о возможности реализации третьего каскада преобразования частоты. В качестве третьего каскада преобразования мы рассматриваем генерацию суммарных частот излучения СО-лазера (излучение накачки) и излучения, полученного во втором каскаде преобразования.

Экспериментальная проверка возможности генерации третьего каскада преобразования проводилась в Лаборатории Газовых лазеров ФИАН с применением неселективного СО лазера, подробно описанного в [1]. СО лазер работал в режиме модуляции добротности резонатора, длительность импульса излучения составляла 0,5 мкс при частоте модуляции 100 Гц. Пиковая мощность лазерного излучения достигала 3 кВт при средней мощности 150 мВт. В качестве рабочей лазерной смеси использовалась смесь газов, содержащая небольшое число молекул окиси углерода (СО: воздух: N_2 : He = 1: 1: 12: 140 при общем давлении 7.65 Торр). Малая концентрация молекул СО приводила к увеличению эффективности генерации на низких колебательных переходах и уменьшению на высоких. Поэтому спектр СО лазера насчитывал всего 63 спектральные линии в диапазоне длин волн от 4.9 до 6.2 мкм (Рис. 1а).

Лазерное излучение фокусировалось в кристалл $ZnGeP_2$ линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 20 см. Кристалл был установлен под углом фазового синхронизма 48.3° , соответствующий оптимальному углу для генерации второй гармоники с длиной волны 2.47 мкм. Эти условия были близки к условиям для широкополосного двухкаскадного преобразования частоты излучения СО лазера, см. [1] и [4]. Спектр излучения суммарных частот (первый каскад преобразования) лежал в интервале длин волн от 2.45 до 2.67 мкм и состоял из 86 линий (Рис. 1б). Внешняя эффективность преобразования при этом составила

около 1%, поэтому пиковая мощность линий излучения, представленная на Рис. 1б, прокалибрована на суммарную пиковую мощность 30 Вт. Излучения первого каскада взаимодействовало с излучением СО лазера накачки, что приводило к генерации излучению разностной частоты в интервале длин волн от 4.3 до 5.0 мкм. Эффективность генерации второго каскада относительно мощности излучения накачки составляла $\sim 10^{-3}$, что соответствует результатам, полученным в работах [3, 4].

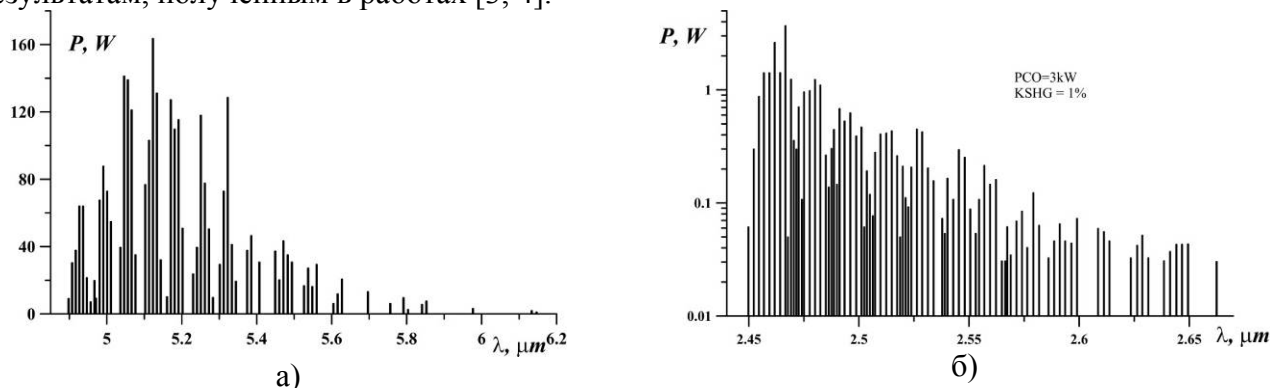


Рис. 1. Спектр излучения СО лазера (а) и излучения суммарных частот (б)

Излучение третьего каскада преобразования попадает в тот же спектральный диапазон и имеет ту же поляризацию, что и излучение первого каскада преобразования. Поэтому отделение и идентификация излучения третьего каскада на фоне мощного излучения первого каскада было затруднительным. Для решения этой проблемы было осуществлено измерение и анализ спектров на коротковолновой границе спектра излучения суммарных частот (Рис. 2).

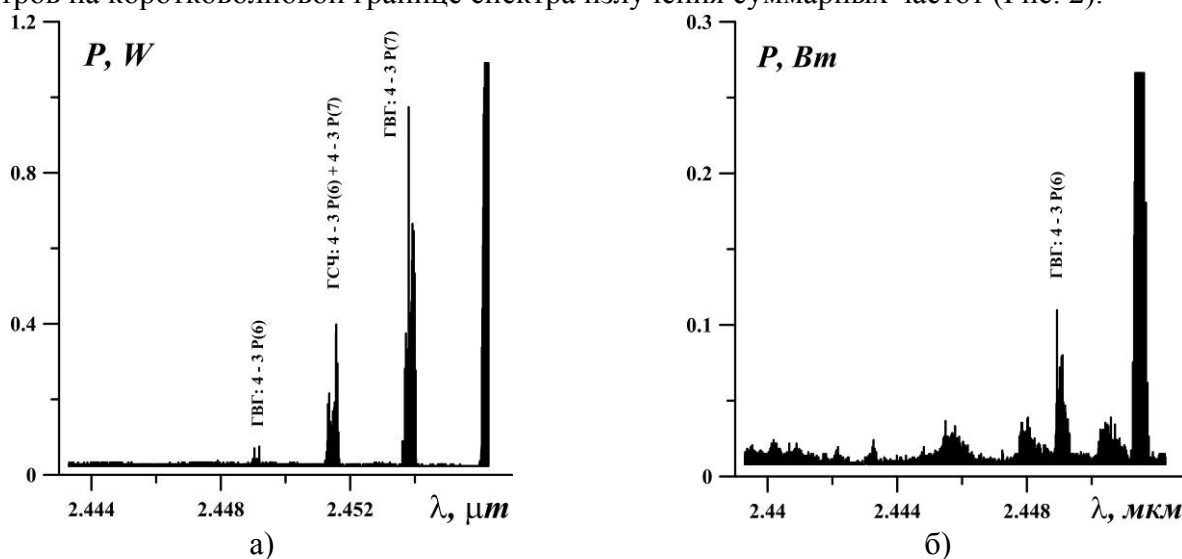


Рис. 2. Спектр излучения СО лазера (а) и излучения суммарных частот (б)

На Рис. 2а представлены идентифицированные линии излучения второй гармоники и суммарной частоты, полученные от самых коротковолновых линий излучения СО лазера. На Рис. 2б представлена та же часть спектра, измеренная с более высокой чувствительностью. На Рис. 2б помимо линий излучения первого каскада мы видим и другой набор спектральных линий, который соответствует излучению суммарной частоты излучения второго каскада и излучения СО лазера (третий каскад преобразования). Ширина по полувысоте линий излучения третьего каскада оказалась больше, чем у линий излучения первого каскада. Это свидетельствует о том, что спектр излучения третьего каскада состоит из набора близких по длине волны линий, которые в эксперименте сливаются в полосы. Максимальная пиковая мощность излучения третьего каскада достигала 0.04 Вт. Эффективность генерации третьего каскада составила $2 \cdot 10^{-4}$ и определялась как отношение мощности самых сильных линий преобразованного излучения к мощности самых сильных линий излучения СО лазера накачки, которая.

Таким образом, впервые экспериментально продемонстрировано широкополосное трехкаскадное преобразования частоты излучения неселективного СО лазера в кристалле ZnGeP_2 . Эффективность генерации первого, второго и третьего каскада составила 10^{-2} , 10^{-3} и 10^{-4} , соответственно.

Работа поддержана грантом РФФ № 16-19-10619.

1. Ю.М. Андреев, А.А. Ионин, И.О. Киняевский, и др., *Квант. Электрон.*, **43**, № 2, 139-143 (2013).
2. O.V. Budilova, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, et al, *Opt. Comm.*, **345**, 163–167 (2015).
3. Yu.M. Andreev, O.V. Budilova, A.A. Ionin, et al, *Optics Letters*, **40**, № 13, 2997-3000, (2015).
4. A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, Yu.M. Klimachev, et al, *Optics Letters*, **37**, № 14, 2838–2840, (2012).

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ОСЕВОЙ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ С ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Налегаев С.С., Шевкунов И.А., Белашов А.В*., Путилин, С.Э.,
Лин Й-Ч.**, Чжен Ч-Ж**, Петров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

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

**Тайваньский государственный педагогический университет, Тайбэй, Тайвань

Анализируются возможности метода осевой цифровой голографии с разрешением во времени, в условиях падения пучка накачки на исследуемый образец под острым углом. В зоне дифракции Френеля регистрируется распределение интенсивности пробного пучка, падающего перпендикулярно на образец и несущего информацию о перманентных изменениях в показателе преломления материала, вызванного прохождением высокоинтенсивного пучка накачки через образец. Зарегистрированные серии цифровых голограмм подвергаются процедуре цифровой обработки, основной целью которой является выделение статистически достоверных профилей модуляции распределений интенсивности, вызванных нелинейным взаимодействием пучка накачки с материалом образца. Экспериментально показано, что сравнение величины модуляции для серии образцов, состоящих из материалов с известными и неизвестными нелинейными свойствами, позволяет определять нелинейный показатель преломления.

Методы голографии со сверхвысоким временным разрешением используются в качестве эффективного инструмента для исследования сверхбыстрых процессов с участием высокоинтенсивного излучения, с длительностью нано- фемтосекундного диапазона. Среди их возможных применений: получение трехмерных изображений распространяющихся световых импульсов [1-3], исследование пространственно-временной эволюции плотности электронов [4], и др. Различные схемы и конфигурации цифровой голографии с разрешением во времени были предложены. Однако, проведенный анализ показал, что в осевой голографической схеме еще не рассматривалось неколлинеарного взаимодействия под острым углом пучка накачки с пробным пучком, который приходит перпендикулярно на образец. Данное рассмотрение было сделано в рамках данного проекта, и было частично представлено в работе [5].

Экспериментальная установка представлена на Рис. 1. Излучение от титан-сапфирового лазера с регенеративным усилителем Regulus 35F1K, длительностью 30 фемтосекунд с центральной длиной волны 800 нм, частотой повторения 1 кГц, и энергией в импульсе 2.3 мДж делилось на два пучка: накачки и пробный в процентном соотношении полной энергии 99.8 и 0.02%, соответственно. Пучок накачки проходил через линию задержки, обеспечивающий его сдвиг во времени относительно пробного импульса. Оба пучка сходились в образце. При этом, пробный пучок распространялся по нормали к образцу, а высокоэнергетический пучок накачки падал на образец под углом, величина которого выбиралась из компромисса между необходимостью избежать попадания пучка накачки на поверхность регистрирующего сенсора, и ограничением на максимальное расстояние, на котором возможно восстановление изображения из осевой цифровой голограммы с высоким качеством. Временное разрешение в такой схеме ограничено длительностью импульса пробного излучения, и составляет несколько десятков фемтосекунд.

Было установлено, что в результате локального кратковременного изменения показателя преломления материала под действием возбуждающего излучения, проходящий пробный плоский волновой фронт приобретает характерные искажения. Основными параметрами, влияющими на форму дифракционной картины, являются нелинейные оптические свойства материала, толщины подложки, геометрии объекта, угла падения и длительности импульса пучка накачки. Анализ полученной дифракционной картины методами восстановления осевых голограмм позволяет изучать процессы оптического нелинейного взаимодействия.

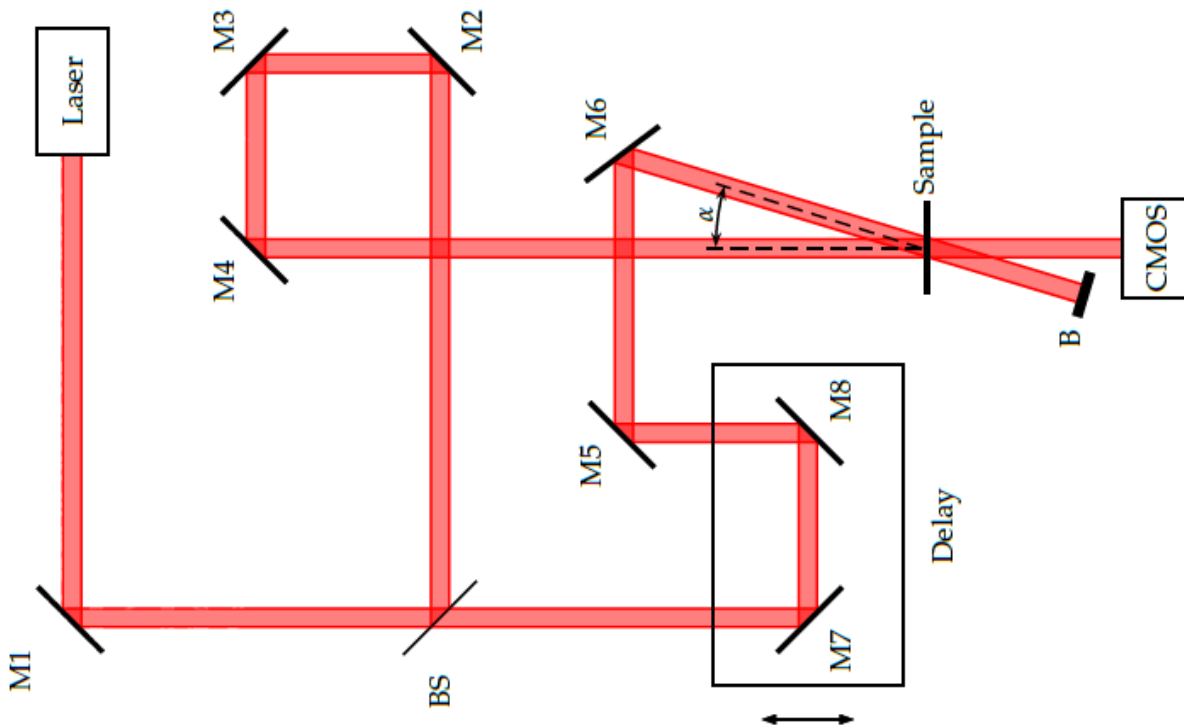


Рис. 1. Экспериментальная установка для записи осевых голограмм с разрешением во времени, в условиях падения пучка накачки на исследуемый образец под острым углом

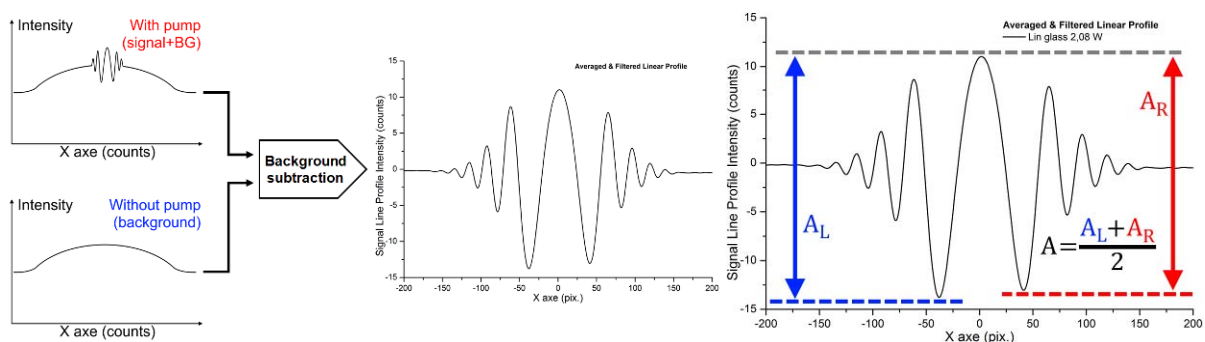


Рис. 2. Обработка экспериментальных данных. слева: вычитание среднего значения фона, справа: вычисление амплитуды модуляции сигнала из усредненного линейного профиля

В ходе анализа зарегистрированные серии цифровых голограмм подвергаются процедуре цифровой обработки, включающей на первом этапе извлечение полезного сигнала с использованием техники вычитания среднего значения фона. Усредненное фоновое изображение рассчитывается как среднее от всех голограмм, записанных при различных величинах задержки пучка накачки относительно пробного. На втором этапе, для случая исследования изготовленных из однородного материала образцов, для получения статистически-достоверных данных производится усреднение по серии изображений, зарегистрированных при различной задержке по времени между импульсами накачки и пробным. Далее, из полученных изображений происходит извлечение профилей модуляции распределений интенсивности, вызванных нелинейным взаимодействием пучка накачки с материалом образца. Из полученных профилей вычисляется амплитуда модуляции сигнала A .

Экспериментально показано, что сравнение величины модуляции для серии образцов, состоящих из материалов с известными и неизвестными нелинейными свойствами, позволяет определять нелинейный показатель преломления. Величина перманентного нелинейного фазового набег φ_{NL} в волновом фронте на выходе из нелинейной среды зависит как от толщины среды L , так и от произведения нелинейного показателя преломления материала образца n_2 на интенсивность излучения в пучке накачке I :

$$\varphi_{NL} = k \cdot (n_2 \cdot I) \cdot L \quad (1)$$

Здесь k – волновое число. В ходе обработки экспериментальных данных было установлено, что амплитуда модуляции сигнала A линейно зависит от плотности мощности величины фазового набега φ_{NL} (Рис. 3). Из этого следует, что при фиксированных угле падения и длительности импульса, для образцов с различными толщинами L , и зная n_2 референтного образца, можно определять нелинейный показатель преломления исследуемых материалов из графиков зависимости амплитуды модуляции сигнала от интенсивности излучения в пучке накачке. тангенс угла наклона кривой на графике будет пропорционален произведению $n_2 \cdot L$ (Рис. 3).

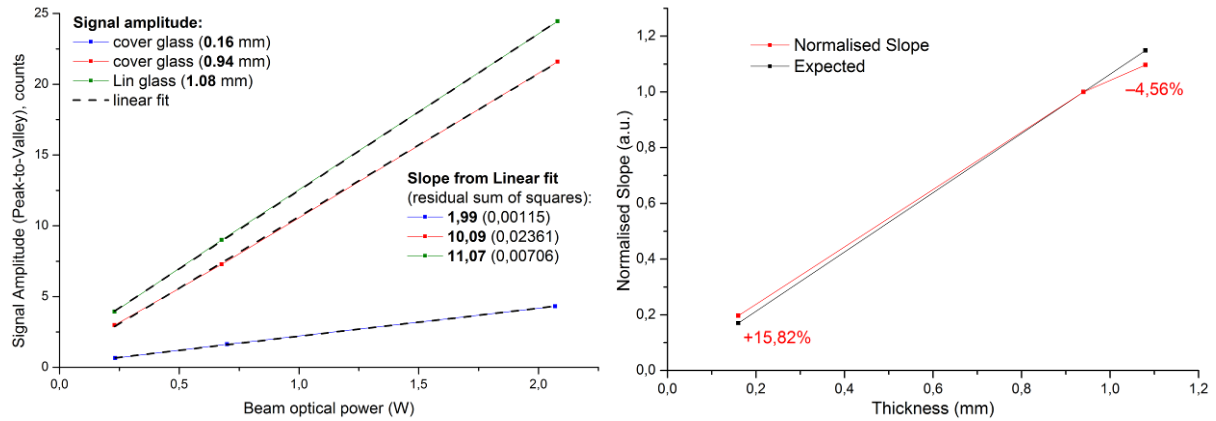


Рис. 3. Иллюстрации, показывающие линейную зависимость амплитуды модуляции сигнала A от произведения $n_2 \cdot L$

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 16-52-52049).

1. D. I. Staselko, Yu. N. Denisyuk, and A. G. Smirnov, *Opt. Spectrosc.* **26**, 413-420, (1969).
2. N. Abramson, *Opt. Lett.* **3**, 121-123 (1978).
3. N. Abramson, *Appl. Opt.* **22**, 215-232 (1983).
4. G. Rodriguez, A.R. Valenzuela, B. Yellampalle, M.J. Schmitt, and K.-Y. Kim, *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, 1988 (2008).
5. N. V Petrov, I.A. Shevkunov, A. V Belashov, S.S. Nalegaev, S.E. Putilin, Y.C. Lin, and C.J. Cheng, in: *Digit. Hologr. Three-Dimensional Imaging*, OSA Tech. Dig., (Optical Society of America, 2017), (2017), p. M3A.3.

ОБЛАСТИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО

В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА

Лейбов Л. С., Буяновская Е. М., Козлов С. А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Смоделировано прохождение квазимонохроматических терагерцовых импульсов высокой интенсивности через нелинейный интерферометр Фабри-Перо, найдены области терагерцового диапазона спектра, в которых интерферометр Фабри-Перо проявляет бистабильные свойства.

В настоящее время созданы высокоинтенсивные источники терагерцового излучения. В связи с этим стал актуальным вопрос о создании высокоскоростных устройств управления этим излучением, основанных на нелинейном взаимодействии излучения с веществом [1,2].

В данной работе было исследовано прохождение квазимонохроматических терагерцовых импульсов высокой интенсивности через интерферометр Фабри-Перо. Были обнаружены и исследованы области неустойчивости нелинейного интерферометра в терагерцовом диапазоне спектра.

Для расчета зависимости интенсивности излучения на входе в интерферометр от выходной использовалось соотношение ¹

$$I_0 = I_t \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left(\frac{2\pi l}{\lambda} + \frac{3\pi l}{\lambda} \frac{1+R}{1-R} n_2 I_t \right) \right], \quad (1)$$

где I_0 – входная интенсивность, I_t – выходная интенсивность, R – коэффициент отражения зеркал по интенсивности, l – толщина пластинки, n_2 – нелинейный показатель преломления среды внутри интерферометра, λ – длина волны излучения.

В ходе исследования зависимости выходной интенсивности от входной для различных длин волны излучения λ и коэффициентов отражения зеркал R были обнаружены такие параметры излучения и интерферометра, при которых система проявляет бистабильные свойства (Рис.). При этом толщина пластинки и нелинейный показатель преломления были приняты неизменными и равными $l = 0,9$ мм, $n_2 = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ ².

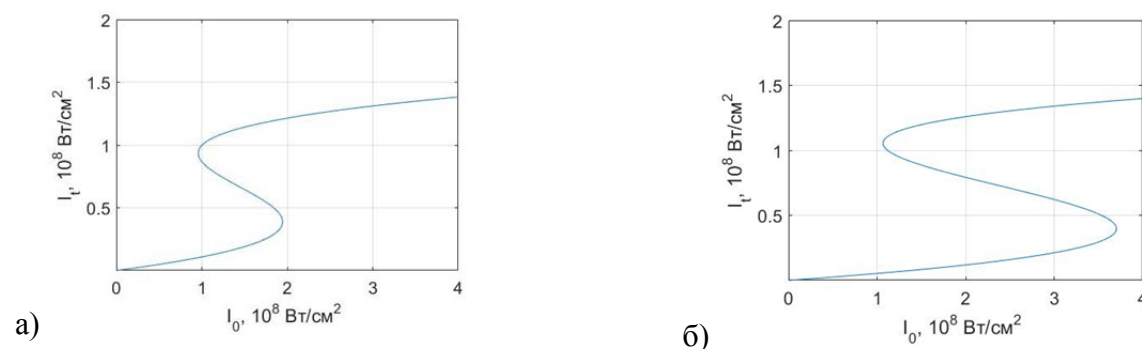


Рисунок. Зависимость выходной интенсивности излучения от входной: а) при длине волны $\lambda = 0,310$ мм и $R = 0,7$ б) при длине волны $\lambda = 0,645$ мм и $R = 0,8$

Из рисунков видно, что исследуемая система проявляет бистабильные свойства при длине волны излучения порядка 0,310 мм и коэффициенте отражения зеркал $R = 0,7$, а также при длине волны порядка $\lambda = 0,645$ мм и $R = 0,8$.

1. Х. Гиббс, Оптическая бистабильность: управление светом с помощью света, Москва «Мир» 1988.

2. A.N. Tsupkin, S.E. Putilin, M.S. Kulya, A.A. Drozdov, M. Siddiqui, S. Choudhary, J. Zhao, V.G. Bepalov, R.W. Boyd, X-Ch. Zhang, S.A. Kozlov, 10th International Workshop 2017, The nonlinearity of the refractive index of optical media in the terahertz spectral range.

ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ НА РАЗНЫХ ВРЕМЕННЫХ ИНТЕРВАЛАХ

Грабчиков А.С.

Институт физики им. Б.И. Степанова, Минск, Республика Беларусь

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) является одним из основных нелинейно-оптических эффектов, традиционно используемых для преобразования лазерного излучения. ВКР-преобразование наносекундных и пикосекундных лазерных импульсов широко применяется в различных областях. Распространение ВКР-преобразования на более продолжительные и более короткие временные интервалы осложняется недостатком возбуждающей лазерной мощности при больших длительностях, а возбуждение короткими импульсами характеризуется развитием конкурирующих эффектов, вследствие высоких интенсивностей. В докладе будет кратко охарактеризовано место комбинационного рассеяния среди других видов рассеяния, рассмотрены физические особенности спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния, приведены основные достижения в применениях ВКР и проанализированы тенденции по расширению временных диапазонов ВКР-преобразования на более протяженные, вплоть до непрерывного режима и короткие (фемтосекундные) длительности импульсов.

СИСТЕМЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ ЯРКОСТИ

Тригуб М.В., Евтушенко Г.С.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия
Томский политехнический университет, Томск, Россия

В работе представлены результаты разработки и применения систем визуализации быстропротекающих процессов в условиях широкополосной фоновой засветки. Представлены результаты визуализации тестовых объектов при использовании сред на парах различных металлов. Рассмотрены отличительные особенности систем с внешней подсветкой.

Разработка методов и средств для проведения современных научных исследований является актуальной задачей. Отдельно стоит отметить высокую потребность в системах для визуально-оптической диагностики объектов и процессов, в том числе с высоким временным разрешением. Она обусловлена, в том числе, быстрыми темпами развития пучковых, плазменных, лазерных технологий создания новых материалов и модификации их свойств. Суть этих технологий заключается во взаимодействии высококонцентрированных потоков энергии различной природы с веществом. Характерные времена процессов, протекающих в зоне взаимодействия, могут достигать единиц наносекунд. Именно этот факт предполагает использование высокоскоростных регистраторов для исследования такого рода взаимодействий. Кроме того, неотъемлемой составляющей таких процессов является мощная фоновая засветка различной природы, которая затрудняет проведение визуально-оптической диагностики. Эти особенности предполагают решение комплекса проблем, связанных, с одной стороны, с повышением быстродействия систем визуализации, а с другой, с обеспечением фильтрации изображений без искажения получаемой информации. Для получения изображений таких процессов доступны готовые комплексы на основе внешней подсветки в совокупности с пассивной спектральной фильтрацией, в основе таких комплексов лежит метод спектральной и временной фильтрацией [1]. Сегодня активное внимание уделяется улучшению характеристик систем регистрации (камер) и подсветки (лазерам, светодиодам). В ряде работ была показана возможность использования систем с усилителями яркости на парах металлов для визуализации этих процессов [2-4]. Такие системы получили название лазерные мониторы [4]. Особенность их работы подробно описана во многих работах, например [2]. Активная среда лазера на самоограниченных переходах в парах металлов, работающая в режиме сверхсветимости, осуществляет подсветку объекта, а отраженный сигнал, проходя через объектив 1, попадает обратно в активную среду, Рис. 1.



Рис. 1. Упрощенная схема лазерного монитора

При попадании отраженного сигнала в активную среду в момент, когда еще имеется инверсная населенность, осуществляется усиление сигнала. За счет высокой спектральной яркости уровень усиленного сигнала на выходе усилителя яркости значительно превосходит сигнал от фоновой засветки, что обеспечивает возможность наблюдения объекта. Для регистрации изображений, сформированных таким образом, используется высокоскоростная камера, а объектив 2 служит для согласования размеров изображения на выходе усилителя яркости. В этом случае параметры системы визуализации (область зрения, время формирования усиленного изображения, спектральный состав, предельная дистанция до объекта наблюдения) определяются параметрами среды усилителя яркости и используемой оптикой.

Расширение спектрального диапазона систем визуализации на основе квантовых усилителей предполагает использование различных активных элементов. В частности, среда на

переходах атома марганца позволяет получать одновременно изображения в видимом (группа линий в диапазоне 534-554 нм) и ИК (1029-1400 нм) диапазонах. Среда на переходах атома свинца позволяет получать изображения в «красной» области спектра (722,9 нм), в то время как на переходах атома меди одновременно получают изображения в «зеленой» (510,6 нм) и «желтой» (578,2 нм) областях спектра.

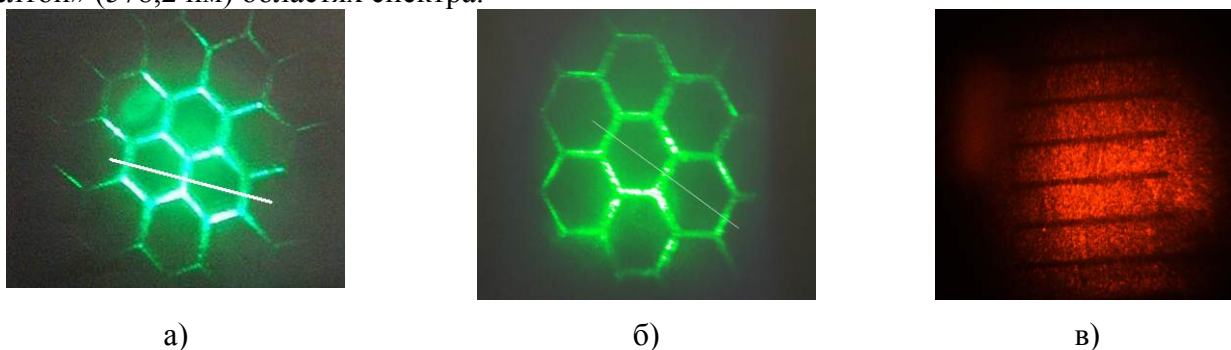


Рис. 2. Изображения тестовых объектов, полученные с помощью усилителей яркости на парах меди (а), марганца (б), свинца (в)

В рамках проделанной работы была исследована возможность получения усиленных по яркости изображений при использовании сред на галогенидах различных металлов (медь, марганец, свинец). На Рис. 2 представлены результаты визуализации тестовых объектов при использовании различных усилителей яркости на самоограниченных переходах в парах металлов.

Исходя из оценки показателей качества изображений, полученных с различными усилителями яркости, можно заключить, что среда на переходах атома меди обладает наиболее оптимальными характеристиками и вносит меньше всего искажений при усилении яркости изображения. Для оптимизации параметров квантовых усилителей на парах марганца и свинца необходимы детальные изучения зависимости усилительных характеристик от параметров возбуждения и активной среды (концентрации рабочего вещества и водородосодержащей добавки).

Как отмечалось выше, лазерный монитор может быть выполнен с одним активным элементов (усилителем яркости). Но для расширения функциональных возможностей системы визуализации была предложена схема бистатического лазерного монитора, в котором функции подсветки и усиления разделены между различными элементами [5]. Схема приведена на Рис. 3.

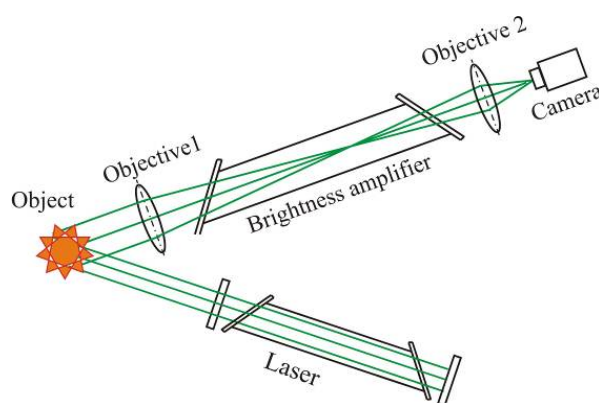
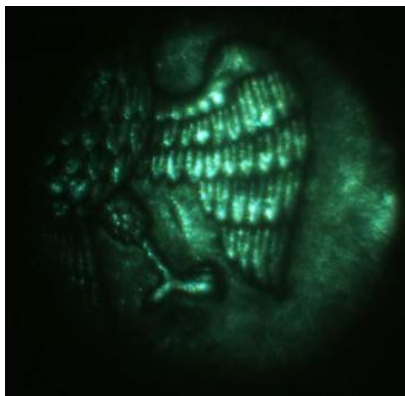


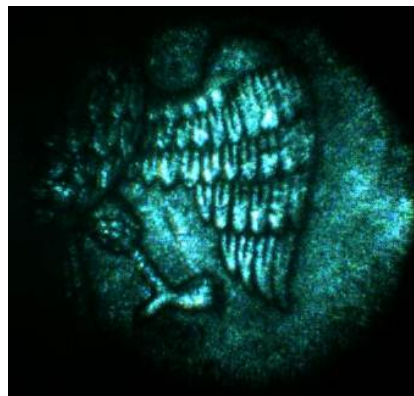
Рис. 3. Схема лазерного монитора с независимой подсветкой

В рамках данной работы были проведены тестовые эксперименты по визуализации объектов в предложенной схеме. Результаты представлены на Рис. 4.

В качестве источника подсветки и усилителя яркости использовались среды на парах бромида меди. Видно, что наличие усилителя яркости приводит к изменению распределения контраста. В рамках работы были проведены исследования влияния параметров входного сигнала на показатели качества получаемого изображения. Определены оптимальные условия, при которых контраст изображения максимален.



а)



б)

Рис. 4. Визуализация тестового объекта без усиления (а) и с усилением (б)

Таким образом, представленные результаты показывают возможность применения сред на самоограниченных переходах в парах металлов как эффективный квантовый фильтр изображений. Особенности их работы позволяют осуществлять фильтрацию фонового излучения, что делает их перспективным инструментом для наблюдения быстропротекающих процессов, экранированных мощным фоновым излучением.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 14-19-00175.

1. С.Е. Webb, D. Julian, С. Jones. *Handbook of Laser Technology and Applications: Applications*. IOP Publishing Ltd. – 2004. – 2075 Pp.
2. Р.О. Бужинский, В.В. Савранский, К.И. Земсков, А.А. Исаев, О.И. Бужинский, *Прикл. Физ.*, **3**, 96-98, (2009).
3. D.V. Abramov, S.M. Arakelian, A.F. Galkin, I.I. Klimovskii, A.O. Kucherik, V.G. Prokoshev. *Las. phys.* **Vol.15**, №9, 1313-1318, (2005).
4. G.S. Evtushenko, M.V. Trigub, F.A. Gubarev, T.G. Evtushenko, S.N. Torgaev, D.V. Shiyanov. *Rev. of Sci. Instr.*, **Vol.85**, Iss.3, № 033111, 1-5 (2014).
5. М.В. Тригуб, С.Н. Торгаев, Г.С. Евтушенко, В.О. Троицкий, Д.В. Шиянов. *Пис. в ЖТФ*. **T.42**, 12, 51-56 (2016).

УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА D-ЛИНИЯХ НАТРИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Петухов Т.Д.*, Евтушенко Г.С.*,**, Тельминов Е.Н.***

*Томский политехнический университет, Томск, Россия

**Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

***Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе изложены экспериментальные результаты по резонансной и нерезонансной оптической накачке D-линий натрия в при высоком давлении буферного газа-гелия. Представлены спектры и временная развертка выходного излучения.

В последние годы большое внимание исследователей приковано к созданию эффективных и компактных лазеров на парах щелочных металлов с диодной накачкой на резонансных переходах $n^2P_{3/2,1/2} - n^2S_{1/2}$ (D_2 и D_1 – линиях) этих металлов. Изучению же усилительных характеристик этих сред, применительно к возможности их использования в качестве усилителей яркости, должного внимания не уделялось. Вместе с тем, коэффициент усиления таких сред согласно расчетным и экспериментальным данным достигает 2.5 см^{-1} . Установлено, что усиление и эффективная генерация на линии D_1 реализуются при резонансном возбуждении уровня $n^2P_{3/2}$, при высоком давлении (от 200-300 Торр) буферного газа (как правило, гелия). При больших давлениях буферного газа (600 Торр и выше) возможно и нерезонансное возбуждение с большой отстройкой накачки от уровня $n^2P_{3/2}$ в коротковолновую сторону. В этом случае, генерация (и усиление) реализуются на обеих D_2 - и D_1 – линиях [1].

Представляет интерес рассмотреть возможность применения активных сред на резонансных переходах в парах щелочных металлов в качестве усилителей яркости. У них должен быть ряд достоинств, по сравнению активными средами на самоограниченных переходах [2]. Таких как компактность, работа в видимой и ближней ИК области спектра, непрерывный, наряду с импульсно-периодическим, режим работы. Для оценки возможности применения их в качестве усилителей яркости изображения необходимо знать ширину линии излучения, возможность получения больших коэффициентов однопроходового усиления, с тем, чтобы обеспечить режим сверхизлучения [3].

В данной работе рассматривается механизм получения усиленного спонтанного излучения (ASE) в ячейке с парами натрия при нерезонансной продольной накачке лазером на красителе, с большой отстройкой от линии D_2 (переход $3^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$) в коротковолновую область. Так же представлены результаты экспериментов по резонансной накачке с частотой, близкой к частоте перехода $3^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$, узкополосным излучением лазера на красителе.

Использована ячейка с парами натрия, диаметром 1.6 см и длиной зоны нагрева 10 см. Источник нагрева обеспечивал изменение температуры от комнатной до $350 \text{ }^\circ\text{C}$, с точностью $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$. В качестве накачки использовалось излучение лазера на красителе Пиромитен 597, накачиваемого твердотельным $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазером (LQ-529B, Солар ЛС), с длиной волны 532 нм. Частота повторения импульсов составляла 1 Гц. Ширина линии излучения лазера на красителе по полувысоте составила 5 нм, а ее максимум мог варьироваться в диапазоне от 580 нм до 590 нм. Энергия импульса накачки изменялась с помощью светофильтров в диапазоне от 1 до 12 мДж. Узкополосная линия накачки (шириной по полувысоте порядка 50 пм) получалась помещением красителя в селективный резонатор. Максимальная энергия накачки при этом составляла 1-2 мДж.

Усиленное спонтанное излучение (ASE) на обеих линиях натрия регистрировалось при плотностях мощности накачки более 1.5 МВт/см^2 (Рис. 1,2), при контролируемой отстройке линии накачки от верхнего $3^2P_{3/2}$. А именно, когда максимум широкополосной линии накачки лежит в диапазоне от 584.5 нм до 586.5 нм. При этом температура внешней стенки ячейки составляла $230\text{-}260 \text{ }^\circ\text{C}$ (концентрация рабочих атомов достигает 10^{14} см^{-3}), а давление буферного газа – гелия при рабочей температуре достигало 600 Торр (исходное - 300 Торр). При изменении отстройки линии накачки от указанного диапазона ASE пропадало, даже при значительном превышении порогового значения плотности накачки.

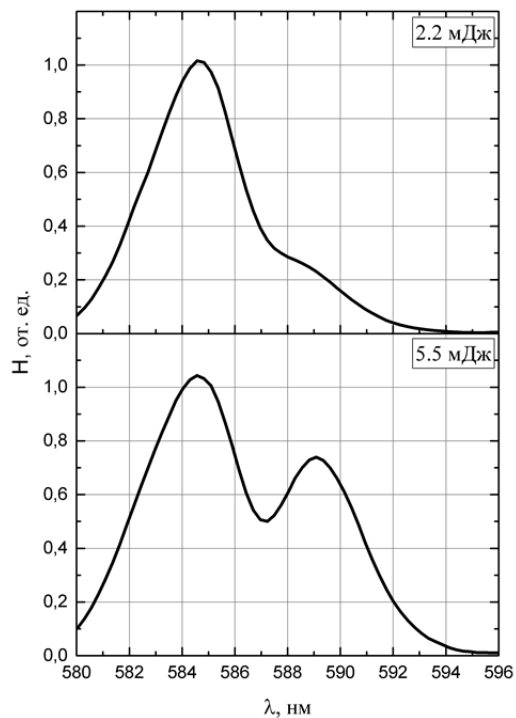


Рис. 1. Регистрируемое излучение при переходе порога необходимой энергии накачки

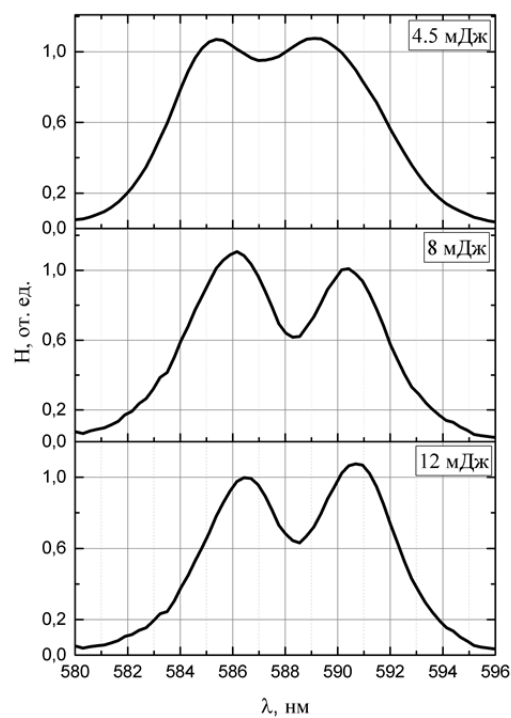


Рис. 2. Регистрируемое излучение при различных энергиях накачки

Временная характеристика (Рис. 3) показывает, что при увеличении концентрации атомов в активной среде происходит значительное поглощение излучения накачки. Повышение температуры до 240 °С приводит к снижению скорости спада заднего фронта импульса. Что, скорее всего, соответствует появлению спонтанного излучения. При температуре 260 °С, соответствующей регистрации ASE-излучения на D-линиях натрия, наблюдается второй максимум интенсивности, через 5-7 нс после импульса накачки. Интенсивность максимума сравнима с интенсивностью накачки и имеет короткий спадающий фронт, меньший чем время жизни D-уровней, которое составляет 16 нс [4].

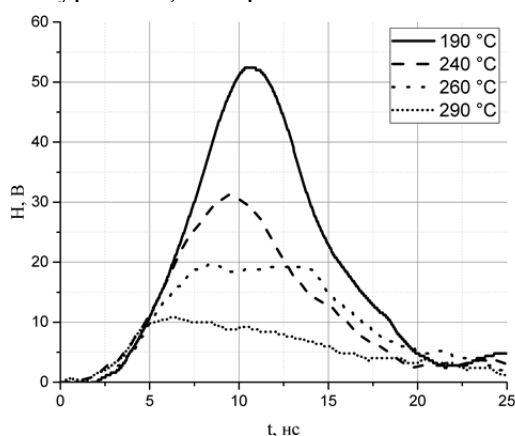


Рис. 3. Временная характеристика выходного излучения при нерезонансной накачке

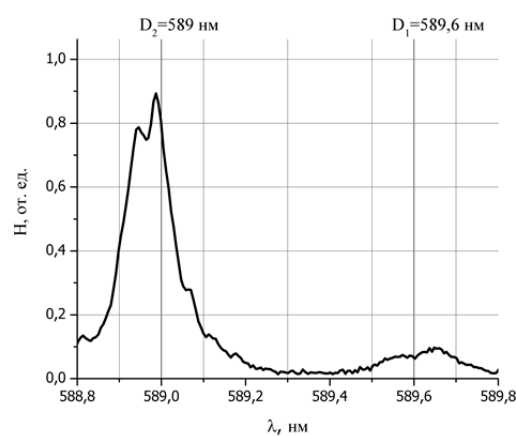


Рис. 4. Регистрируемое излучение при резонансной накачке

При узкополосной резонансной накачке в линию D₂ регистрировалось излучение низкой интенсивности в районе линии D₁ (Рис. 3). В виду малой интенсивности излучения и ширины его спектра порядка 0,2 нм, полагаем, что регистрируется спонтанное излучение на линии D₁. Низкая интенсивность и отсутствие усиления вызвано большой длиной активной зоны. Имеющаяся энергия накачки недостаточной для создания инверсии на всей длине, и возникающее излучение на линии D₁ поглощается активной средой.

Результаты проведенных экспериментов свидетельствуют, что мы имеем дело с усиленным спонтанным излучением (ASE) на D-линиях натрия при значительной отстройке длины волны накачки (с максимумом в районе 585 нм) от линии D₂ и высоком давлении буферного газа (давление буферного газа при рабочей температуре составило 600 Торр). Это подтверждается наличием пороговой плотности накачки, после которой регистрируется интенсивное излучение на D-линиях, высокой интенсивностью излучения и коротким спадающим фронтом импульса.

Эксперименты по резонансной накачке показывают необходимость точного выбора соотношения между длиной активной зоны и энергией накачки, для появления вынужденного излучения и избегания поглощения излучения активной средой.

Результаты наших экспериментов, в основном, согласуются с теоретическими и экспериментальными данными Шалагина А.М., с коллегами по усилению излучения на D-линиях натрия, в том числе при значительной отстройке линии накачки от D₂-уровня, при высоких давлениях буферного газа [5].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 14-19-00175.

1. А.М. Шалагин, *УФН*, **181**, №9, 1004-1011, (2011).
2. G.S. Evtushenko, *Proc. SPIE*, **9810**, .98101F1-98101F-9, (2015).
3. К.И. Земсков, М.А. Казарян, Г.Г. Петраш, *Тр. ФИАН*, **206**, 3-62, (1991).
4. Я.Ф. Веролайнен, А.Я. Николаич, *УФН*, **137**, 305-338, (1982).
5. Р.В. Марков, А.И. Пархоменко, А.И. Плеханов, А.М Шалагин, *ЖЭТФ*, **136**, №2, 211-223, (2009).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ ЯРКОСТИ

Мусоров И.С.¹, Торгаев С.Н.^{1,2,3}

¹Томский политехнический университет, Томск, Россия

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

³Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе представлены экспериментальные результаты по исследованию усилителей яркости на парах бромида меди, работающих при повышенных частотах следования импульсов излучения (усиление).

В связи с высоким темпом развития технологий современного производства повышается актуальность получения высоких частот следования импульсов излучения (усиления) в усилителях яркости на парах металлов. Помимо того, что данный тип усилителей находит широкое применение в активных оптических системах для визуализации быстропротекающих процессов [1], большой научный интерес представляет проведение физических исследований характеристик усилителей яркости при высоких частотах следования импульсов накачки. Теоретические и экспериментальные исследования CuBr-лазера в режиме генератора при высоких частотах следования импульсов накачки (до 700 кГц) проводились в работах [2,3]. Было показано, что для получения излучения (усиления) необходимо обеспечить пониженный энергозатрат в разряд, что позволяет уменьшить концентрацию электронов и атомов меди в метастабильном состоянии в межимпульсный период и обеспечить необходимую релаксацию плазмы.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований активной среды на парах бромида меди в режиме усилителя (в режиме сверхсветимости), при частотах следования импульсов накачки свыше 100 кГц. Режим пониженного энергозатрата в разряд осуществляется за счет использования источника накачки, построенного на модуляторной лампе ГМИ-27Б, позволяющего формировать на газоразрядной трубке (ГРТ) высоковольтные импульсы напряжения с длительностью до 30 нс (по полувывсоте) в широком диапазоне частот (от 30кГц до 1,1 МГц). Полученные результаты послужат основой для построения скоростных усилителей яркости нового поколения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 14-19-00175.

1. Evtushenko G. S., Trigub M. V., Gubarev F. A., Evtushenko T. G., Torgaev S. N., Shiyarov D. V. Laser monitor for non-destructive testing of materials and processes shielded by intensive background lighting // Review of Scientific Instruments. - 2014 - Vol. 85. - Issue 3, Article number 033111. - p. 1-5.

2. Нехорошев В.О., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С., Торгаев С.Н. Лазер на парах бромида меди с частотой следования импульсов до 700 кГц // Квантовая электроника – 2012. – Т. 42. – № 10. – С. 877-879.

3. Boichenko A. M., Evtushenko G. S., Nekhoroshev V. O., Shiyarov D. V., Torgaev S. N. CuBr-Ne-HBr laser with a high repetition frequency of the lasing pulses at a reduced energy deposition in the discharge // Physics of Wave Phenomena. - 2015 - Vol. 23. - Issue 1. - p. 1-13.

ТРЕХМИКРОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА КРИСТАЛЛЕ YSGG: Cr³⁺:Yb³⁺:Ho³⁺ С ПАССИВНОЙ И АКТИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Иванова В.Г.¹, Сироткин А.А.¹, Зверев П.Г.¹, Керв Ю.В.², Захряпа А.В.³

¹Институт общей физики РАН, Москва, Россия

²Московский энергетический институт, Россия

³ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», ИЛФИ, Саров, Россия

Исследована трехмикронная генерация на кристалле YSGG:Cr³⁺:Yb³⁺:Ho³⁺ при ламповом возбуждении в режиме модулированной добротности с помощью акустооптического затвора и пассивного насыщающегося фильтра. Получены импульсы трехмикронного лазерного излучения с длительностью от 70 до 300 нс.

Для многих применений, в различных областях деятельности, необходимы спектрально позиционированные источники лазерного излучения, работающие на конкретных длинах волн. Так например, твердотельные лазеры, работающие в спектральной области от 1,5 до 3 мкм, находят большое практическое применение для медицины, биологии, лидарных систем. Поэтому создание источников когерентного лазерного излучения на новых длинах волн является актуальной задачей современной лазерной физики, как с научной, так и с практической точки зрения. В настоящее время одним из путей создания твердотельных лазерных систем в трехмикронной спектральной области является легирование матриц ионами Ho³⁺. Время жизни верхнего уровня ⁵I₆ в ионах Ho³⁺ в кристалле YSGG:Cr³⁺:Yb³⁺:Ho³⁺ составляет 470 мкс, а время жизни нижнего уровня ⁵I₇ – 9.8 мс [1], поэтому переход ⁵I₆ → ⁵I₇ является самоограниченным, и лазер может работать только в импульсном режиме.

В работе использовалась ламповая накачка для возбуждения активной среды лазера. Поглощение излучения ламп накачки ионами Ho³⁺ слабое, поэтому ранее было предложено соактивировать кристаллы дополнительно ионами Cr³⁺ и Yb³⁺ [2 – 4]. Ионы Cr³⁺, имеющие широкие полосы поглощения, обеспечивают эффективное поглощение излучения ламп накачки и могут передавать возбуждение ионам Ho³⁺ и Yb³⁺. Ранее было показано [2 – 4], что передача возбуждения по схеме Cr³⁺ → Yb³⁺ → Ho³⁺ более эффективна, чем по схеме Cr³⁺ → Ho³⁺. Высокая концентрация ионов Yb³⁺ позволяет не только осуществлять эффективную передачу энергии возбуждения Cr³⁺ → Yb³⁺, но и обеспечивать миграцию энергии по ионам Yb³⁺.

Исследование активной и пассивной модуляции добротности проводилось на кристалле YSGG:Cr³⁺:Yb³⁺:Ho³⁺. Активный элемент закреплялся в цанги и устанавливался в квантроне с диффузным отражателем и импульсной ксеноновой лампой ИНП 6/90А-1. Охлаждение квантрона и активного элемента осуществлялось дистиллированной водой. Резонатор лазера длиной 365 мм был образован двумя плоскими зеркалами: глухим с коэффициентом отражения около 100% и выходным зеркалом с коэффициентом отражения R = 60% на длине волны 2,9 мкм. Цилиндрический активный элемент имел длину 100 мм, диаметр – 4 мм. Торцы активного элемента были отполированы, но не были просветленны. Концентрация ионов Ho³⁺ составляла 5·10¹⁹ см⁻³. В работе использовался блок питания PS 701-TS с длительностью разряда 150 мкс и запасаемой энергией в импульсе до 200 Дж. Частота следования импульсов составляла 1,6 Гц. Для измерения мощности лазерной генерации использовался калориметр Coherent Ultima с приемной головкой LM – 10 НТД.

Максимальная энергия импульсов трехмикронного излучения в режиме свободной генерации в многомодовом режиме составила 360 мДж при энергии накачки 160 Дж. Для измерения временных характеристик лазерного излучения использовался фотодиод PVM-10.6 (Vigo system), с временным разрешением τ ~ 1 нс, и осциллографа GW Instek GDS-73154. В режиме свободной генерации, длительность импульса составляла τ ~ 150 мкс (Рис. 1). Для исследования активной модуляции добротности, в резонатор вблизи глухого зеркала помещался

акустооптический модулятор (АОМ) на основе кристалла парателлуриата (TeO_2). Вблизи выходного зеркала помещалась диафрагма, диаметром 2 мм, для селекции поперечных мод резонатора лазера. При использовании АОМ наблюдался моноимпульсный режим генерации с длительностью импульсов $\tau \sim 70 \div 100$ нс (Рис. 2). Энергия моноимпульса достигала 13 мДж при энергии на лампу накачки в 36 Дж, пиковая мощность при этом составила 130 кВт. При работе АОМ в частотном режиме с $f = 50$ кГц была получена гребенка импульсов с длительностью $\tau \sim 230$ нс, с частотой следования $t = 20$ мкс (Рис. 3).

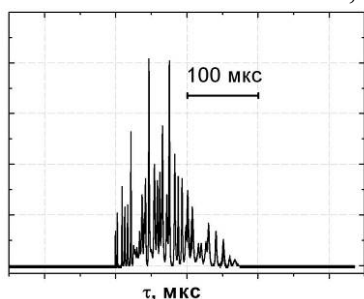


Рис. 1. Осциллограмма импульса генерации $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ лазера в режиме свободной генерации

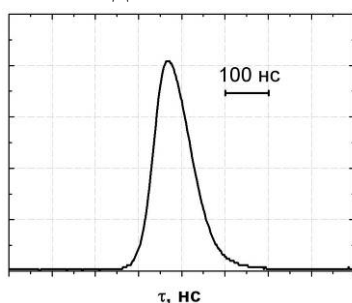


Рис. 2. Осциллограмма отдельного импульса генерации $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ лазера в режиме активной модуляции добротности

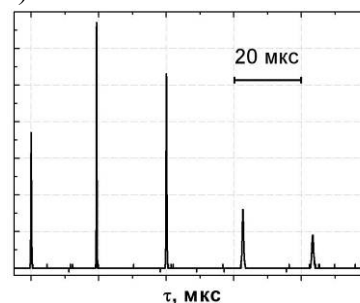


Рис. 3. Осциллограмма гребенки импульсов генерации $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ лазера в режиме активной модуляции добротности, с частотой $f = 50$ кГц

При исследовании пассивной модуляции добротности в схеме вместо АОМ располагался пассивный затвор на основе кристалла ZnSe:Fe^{2+} . Затвор имел вид плоско - параллельной пластинки установленной под углом Брюстера. Кристалл ZnSe:Fe^{2+} известен как эффективный активный элемент мощных перестраиваемых лазеров в средней ИК спектральной области с максимумом поглощения на длинах волн 3 мкм и длиной волны генерации – 4,5 мкм. Кроме того ZnSe:Fe^{2+} является хорошим пассивным затвором в области 3 мкм [5]. Получен моноимпульс лазерного излучения с длительностью 60 нс и энергией 4,5 мДж и пиковой мощностью до 75 кВт. На Рис. 4 представлена Зависимость энергии импульсов генерации лазера на кристалле $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ от энергии лампы накачки в режиме свободной генерации и при пассивной модуляции добротности на кристалле ZnSe:Fe^{2+} . На Рис. 5 представлена осциллограмма импульса лазерной генерации с пассивным затвором.

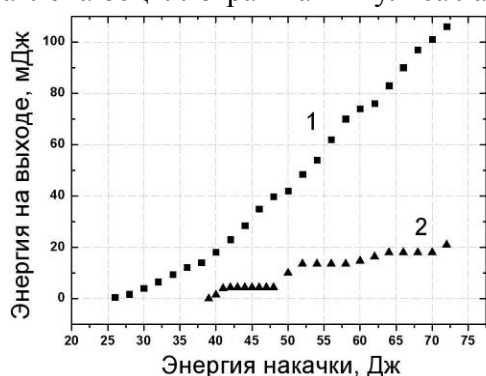


Рис. 4. Зависимость энергии импульсов генерации лазера на кристалле $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ от энергии лампы накачки в режиме свободной генерации (1) и при пассивной модуляции добротности на кристалле ZnSe:Fe^{2+} (2)

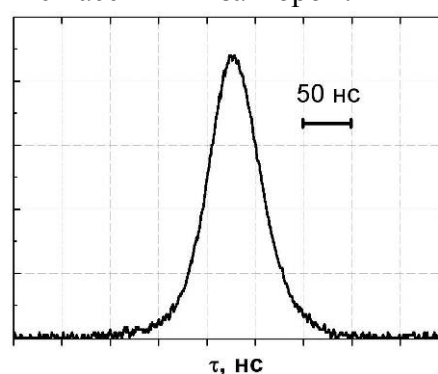


Рис. 5. Осциллограмма импульса лазерной генерации на кристалле $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ с пассивным лазерным затвором на кристалле ZnSe:Fe^{2+}

Таким образом, в работе исследована работа импульсного лазера на кристалле $\text{YSGG:Cr}^{3+}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ с ламповым возбуждением на самоограниченном переходе $^5I_6 \rightarrow ^5I_7$ в ионах Ho^{3+} . В режиме модулированной добротности с акустооптическим (TeO_2) и пассивным

ZnSe:Fe²⁺ затворами получены импульсы излучения длительностью 70 нс и 60 нс и пиковые мощности лазерного излучения до 130 кВт и 75 кВт, соответственно.

1. P.J. Morris, W. Luthy, H.P. Weber et al., *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **52**, 545, (1994).

2. А.Л. Денисов, А.И. Загуменный, Г.Б. Лутц, В.В. Осико, С.Г. Семенов, А.Ф. Умысов, *Квантовая электроника*, **19**, 842-844, (1992).

3. Yu.D.Zavartsev, A.I.Zagumennyi, V.V.Osiko, P.A.Studenikin, I.A.Shcherbakov, A.F. UmyskovIn, *Proc.*, 106, (1996).

4. Ю.Д. Заварцев, В.В. Осико, С.Г. Семенов, П.А. Студеникин, А.Ф. Умысков, *Квантовая электроника*, **20**, 366-370, (1993).

5. А.А. Воронов, В.И. Козловский, Ю.В. Коростелин, А.И. Ландман, Ю.П. Подмарьков, В.Г. Полушкин, М.П. Фролов, *Квантовая электроника*, **36**, № 1, 1-2, (2006).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ НА КРИСТАЛЛАХ КТР ДЛЯ ЛАЗЕРОВ С ВЫСОКОЙ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТЬЮ БЛИЖНЕГО И СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА

Дороганов С.В.*, Калининцева Н.А.*, Наривончик А.С.*,
Скворцов Д.В.*, Русов В.А.*, Серебряков В.А.**

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

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований модуляторов на кристаллах КТР с оригинальной схемой термокомпенсации в лазерах с высокой средней мощностью. Выбранная схема модуляторов позволяет компенсировать не только естественное двулучепреломление кристаллов, но и индуцированные лазерным нагревом термоискажения. Это позволило создать модуляторы с контрастом $K \geq 100$.

Обычно в лазерах с высокой средней мощностью используются модуляторы на кристаллах КТР, построенные по стандартной схеме компенсации естественного двулучепреломления с двумя кристаллами, кристаллографические оси которых y и z развернуты друг относительно друга на 90° . При использовании такой конструкции модулятора в лазерах с диодной накачкой и высокой средней мощностью, как показано в ряде работ, уже при мощности лазерного излучения порядка 5,0 Вт в результате поглощения в кристаллах возникает температурный градиент показателя преломления, приводящий к уменьшению пропускания модулятора. Индуцированный поглощением лазерного излучения температурный градиент показателя преломления в кристаллах КТР в такой схеме модулятора компенсировать не представляется возможным.

Для решения этой задачи нами предлагается использовать иную схему температурной компенсации с одинаковой ориентацией кристаллографических осей кристаллов, предложенную в работе [1]. Фотография разработанного модулятора представлена на Рис. 1.

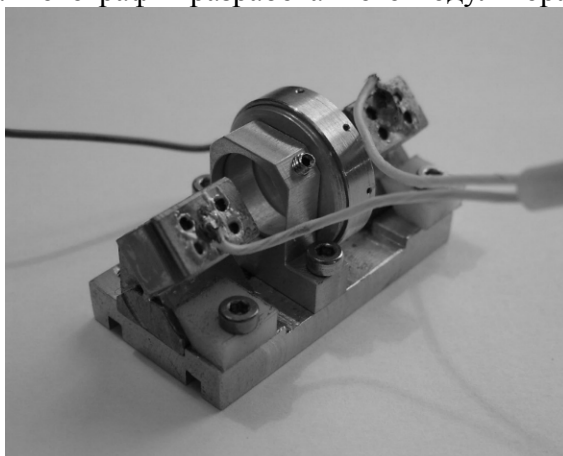


Рис. 1. Фотография модулятора

В этой схеме кристаллы не разворачиваются друг относительно друга на 90° , а имеют одинаковую ориентацию. Дополнительно между ними устанавливается полуволновая пластина из кристаллического кварца, вырезанная параллельно ее оптической оси z' . Направление оси z' составляет угол $\pi/4$ с направлением кристаллографической оси z в кристалле КТР. После прохождения этой пластины волны, поляризованные вдоль осей y и z кристалла КТР, меняют направления поляризации на ортогональные и в результате прохождения обеих половин модулятора получают одинаковую фазовую задержку. В то же время наведенный полем фазовый набег суммируется благодаря тому, что ось z кристалла в одной половине направлена по внешнему полю, а в другой имеет противоположное направление.

Это позволяет избежать влияния естественного двулучепреломления на поляризацию света, а также скомпенсировать эффекты, связанные с изменением длины кристалла за счет

температуры. Кроме того, как видно из Рис. 1, в данной схеме возникающие температурные градиенты в разных кристаллах лежат в одной плоскости и при одинаковых коэффициентах поглощения кристаллов в модуляторе должна происходить их компенсация и, соответственно, коэффициент пропускания модулятора может быть увеличен.

Новая конструкция модулятора была апробирована в Ho:YLF лазере с диодной накачкой, оптическая схема которого представлена на Рис. 2.

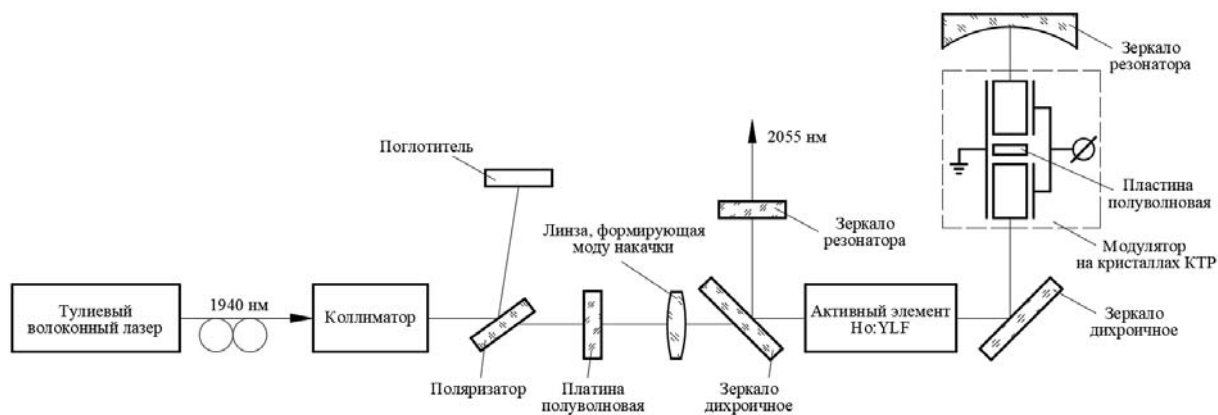


Рис. 2. Оптическая схема Ho:YLF лазера с модулятором на кристаллах КТР

В непрерывном режиме дифференциальная эффективность лазера составляла 35%. В режиме модуляции добротности при частоте 1,0 кГц энергия в импульсе достигала 20 мДж при длительности импульса 15 нсек с параметром качества пучка $M^2 \approx 1,2$. При этом потери на двулучепреломление в кристаллах модулятора, наведенные излучением генерации, не превышали единиц процентов.

1. С.А. Ebbers, S.P. Velsko, *Appl.Phys. Lett.*, **67**, №5, 593-595, (1995).

ПРИНЦИПЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫХ РЕШЕТОК НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ

Погода А.П., Горбунова И.А., Поташин С.В., Федин А.В.

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

Решетки коэффициента усиления, записанные в активной лазерной среде пучками лазерного излучения оказывают эквивалентное статическим брэгговским решеткам воздействие на спектральные свойства излучения. Это позволяет использовать в отношении динамических решеток известные голографические соотношения угловой и спектральной селективности для толстых статических голограмм, а также позволяет осуществлять управляемое воздействие на спектр излучения.

В настоящее время продолжают исследования мощных импульсных твердотельных лазеров с энергией в импульсе порядка одного или нескольких джоулей. Такие уровни энергии приводят к ухудшению пространственного качества излучения и росту расходимости. Для одновременного обеспечения высокой энергии в импульсе и качества излучения, близкого к дифракционному пределу, используются лазеры на основе эффекта обращения волнового фронта (ОВФ) в нелинейной активной лазерной среде. ОВФ происходит вследствие дифракции излучения на записанных решетках. Наличие таких решеток приводит к уникальной совокупности свойств лазерного излучения: высокой энергии, хорошему пространственному качеству и узкой ширине спектра в одиночном импульсе излучения. По сути, динамическая решетка является периодическим распределением коэффициента усиления среды и может рассматриваться как голограмма двух плоских волновых фронтов, которая осуществляет спектральную и угловую селективность излучения. Но вследствие конкуренции продольных мод частота излучения колеблется в диапазоне линии усиления, что является существенным недостатком. В работе [1] было показано, что использование статической брэгговской решетки в сочетании с динамической ОВФ-решеткой приводит к стабилизации частоты излучения. Для того чтобы глубже понять механизм воздействия динамической решетки на спектральные свойства излучения в работе производится сравнение характеристик излучения лазеров на основе динамических голографических решеток и лазеров с аналогичной конфигурацией резонатора на основе статических брэгговских решеток. В этой работе высокоселективные стационарные решетки используются в качестве модели динамических решеток. Сравнение спектров генерации лазеров с кольцевыми резонаторами на основе статических и динамических решеток, позволит определить причины и особенности спектральной селекции излучения динамическими решетками коэффициента усиления.

Для исследования лазерной генерации использован квантрон с цилиндрическим активным элементом Nd:YAG (1.1 ат. % Nd^{3+}) размером $\text{Ø} 8.3 \times 130$ мм. Поперечная четырехсторонняя импульсно-периодическая накачка активного элемента (АЭ) осуществлялась двенадцатью матрицами лазерных диодов типа СЛМ 3-2 с размерами излучающей площадки 5×25 мм и пиковой мощностью до 2 кВт каждая. Максимальная энергия накачки составила 10.3 Дж. Во всех экспериментах использовался режим пассивной модуляции добротности, для создания или усиления пикового характера импульса генерации. В качестве ПЛЗ применяли кристалл LiF:F_2^- с начальным пропусканием $T_0=14\%$ и длиной 51.5 мм. Длина лазера составляла 55 см.

В лазерах с резонатором на основе статической решетки была использована пропускающая объемная брэгговская решетка, записанная в фототерморефрактивном стекле [2], синтезированном в университете ИТМО. За счет чисто фазового характера, записываемых решеток, данный материал предоставляет возможность получения решеток с дифракционной эффективностью до 99%. Решетка была записана с помощью УФ излучения He-Cd лазера (325нм) под длину волны генерации в 1064 нм в объеме стекла толщиной 1 мм. Угол дифракции на рабочей длине волны был выбран 27.1° . Дифракционная эффективность записанной решетки 75%.

Измерения спектрального состава излучения лазеров проводили после преобразования во вторую гармонику с помощью нелинейного кристалла КТР. Излучение второй гармоники попадало на эталон Фабри-Перо с интервалом свободной дисперсии 12.5 нм. Далее полученная интерферограмма проецировалась линзой на ПЗС-матрицу камеры Ophir-Spiricon. Полученную интерферограмму обрабатывали с помощью программного пакета Fiji, позволяющего построить сечение интерферограммы.

Для того чтобы исследовать особенности влияния на спектральные свойства излучения динамических решеток, создаваемых в активной лазерной среде, проводилось сравнение кольцевых конфигураций резонаторов на основе статической брэгговской решетки и динамической решетки коэффициента усиления в случае наличия и отсутствия выходного зеркала.

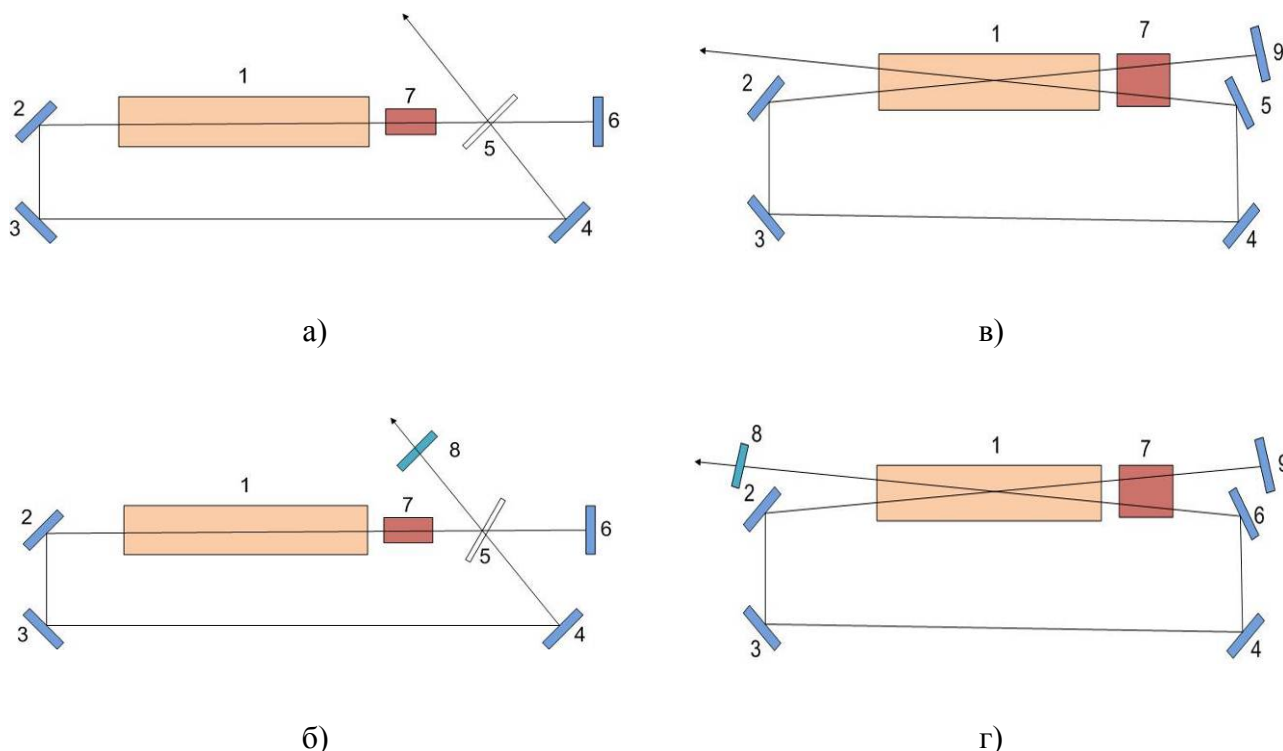


Рис. 1. Оптические схемы резонаторов лазеров: а, б – резонатор без/с выходного зеркала, на основе стационарной брэгговской решетки; в, г - резонатор без/с выходного зеркала, на основе динамических решеток коэффициента усиления; 1 – квантрон, 2-4, 6, 8, 9 – дихроичные зеркала, 5 – брэгговская решетка, 7 – пассивный лазерный затвор

Обнаружено, что в случае генерации лазера со стационарной брэгговской решеткой без выходного зеркала (Рис. 1а) импульс содержал 1-5 продольных мод. При повороте зеркала частота хаотично смещается от импульса к импульсу в диапазоне 8 нм (Рис. 2а). При повороте решетки наблюдается то же самое, совпадает и ширина полосы всего режима генерации. Поворот зеркала на угол α приводит к смещению угла падения луча на решетку на угол α . Выходное зеркало отсутствует, поэтому направление дифрагирующего луча не задано. Из геометрических соображений получаем, что отклонение дифрагирующего луча также составляет угол α . Следовательно, смещения центральной длины волны не происходит, что мы и наблюдаем в эксперименте. При этом конкуренция мод в пределах контура усиления позволяет каждой моде сформировать собственный эффективный контур кольцевого резонатора, что приводит к хаотичному отклонению длины волны.

В случае формирования аналогичного резонатора на решетках коэффициента усиления (Рис. 1б), записанных в активной лазерной среде внутрирезонаторными интерферирующими пучками, поворот зеркала приводит к смещению всех лучей резонатора и перезаписи решетки с теми же параметрами в той же активной среде под другим углом. При этом наблюдается такое же хаотичное смещение частоты в диапазоне 7.5 нм, которое также объясняется конкуренцией

мод в диапазоне полосы усиления среды Nd-YAG. Данное сходство подтверждает, что динамические решетки коэффициента усиления действительно работают аналогично решетке Брэгга, осуществляя спектральную и угловую селекцию излучения.

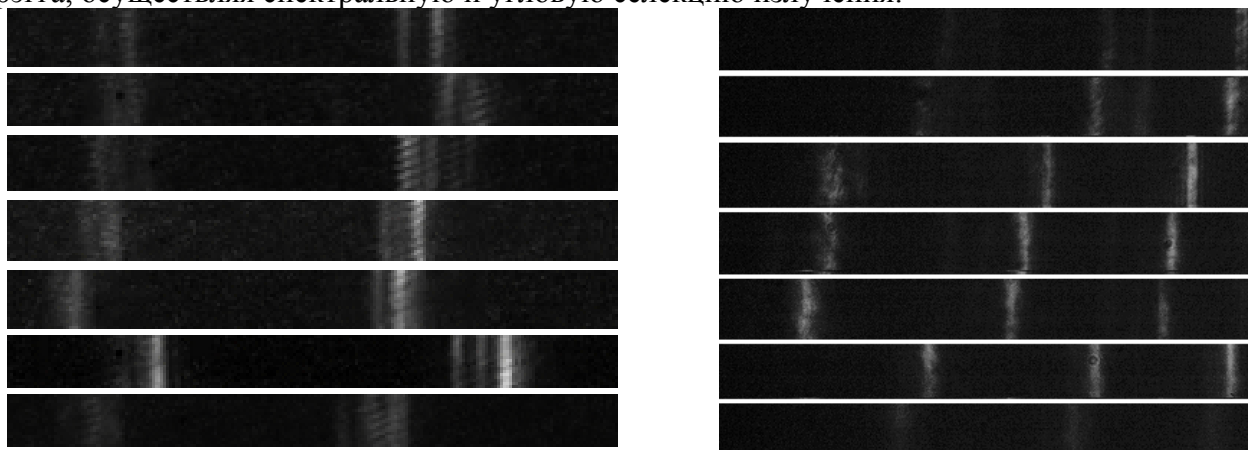


Рис. 2. Серия интерферограмм, полученная с интервалом поворота зеркала 0.3° : а - хаотичное смещение длины волны излучения; б – упорядоченное смещение длины волны излучения

В случае наличия выходного зеркала с коэффициентом пропускания 60% (Рис. 1в) наблюдается другой эффект. В случае поворота любого из зеркал, наблюдается перестройка частоты на величину 20 пм (Рис. 2б). В случае же поворота решетки уменьшается только спектральная яркость излучения, положение центральной частоты остается постоянным. Поворот одного из зеркал смещает угол падения на решетку на угол β относительно угла Брэгга, тогда как дифрагирующий луч, задаваемый выходным зеркалом, остается неизменным. В результате происходит наблюдаемое в эксперименте смещение центральной длины волны генерируемого излучения. Контур резонатора при этом однозначно определяется парой зеркал, что приводит к отсутствию отклонений и смещений частоты соседних импульсов. При повороте решетки, как и в случае с линейным резонатором, падающий и дифрагирующий лучи смещаются на одинаковый угол, центральная длина волны сохраняется, а интенсивность излучения падает вследствие падения дифракционной эффективности решетки.

Поворот одного из зеркал в лазере с кольцевым резонатором на основе динамической решетки коэффициента усиления (Рис. 1г) приводит к смещению угла падения β , что приводит и к повороту нормали решетки. Второе зеркало остается в неизменном положении. Поэтому центральная длина волны генерации смещается, что хорошо наблюдается в режиме генерации цугов из одиночных импульсов.

1. А.П. Погода, А.В. Федин, А.А. Сергеев, Н.С. Михайлова *Сборник трудов Международной конференции и семинаров., Т.1. «Оптика-2016»*, Санкт-Петербург, 2013/ Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова.– СПб: НИУИТМО, (2016)

2. S.A. Ivanov, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, V.A. Aseev, *Journal of Optical Technology* **81(6)**, 356-360, (2014)

ВЛИЯНИЕ АП-КОНВЕРСИИ НА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНАХ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СРЕДЕ НА ПОТЕРИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Матюшевский Д.Д., Ходасевич И.А.*, Грабчиков А.С. *

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

* Институт физики им. Б.И. Степанова, Минск, Республика Беларусь

В работе проводится расчет населенностей уровней системы ионов редкоземельного элемента тулия Tm^{3+} в условиях ап-конверсии. Представлены результаты для низкой и высокой концентрации ионов. На основании полученных данных делаются выводы о потерях лазерного излучения.

Целью работы является сравнение потерь лазерного излучения за счет процесса ап-конверсии в кристаллической среде на ионах туллия при изменении их концентрации от высоких, обеспечивающих энергообмен между ионами, до низких, когда такой энергообмен не реализуется.

Зависимость населенностей уровней от интенсивности возбуждающего излучения позволяет произвести расчет коэффициента поглощения системы k [1]. Таким образом проводится оценка потерь возбуждающего излучения, обусловленная эффектом ап-конверсии.

Для расчета населенностей уровней в рассматриваемой модели используется описание на основе балансных уравнений [2-4] для первых 8 уровней иона туллия Tm^{3+} . Численное решение системы уравнений, описывающей населенности уровней Tm^{3+} использует данные из работы [2]. В рассматриваемой модели предполагается, что перенос энергии является диполь-дипольным резонансным процессом [1, 6]. С учетом такого упрощения данные для вероятностей переноса энергии из работы [2] экстраполируются на случай различных концентраций ионов.

В результате решения системы уравнений получена зависимость относительной населенности всех рассматриваемых в системе уровней от интенсивности возбуждающего излучения для двух концентраций: $C1=1.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, расстояние между ионами 41 нм, $C2=1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, расстояние между ионами 1 нм. На Рис. 1 представлена зависимость относительной населенности шестого уровня от интенсивности возбуждающего излучения в двойном логарифмическом масштабе в случае низкой $C1$ и высокой $C2$ концентрации ионов.

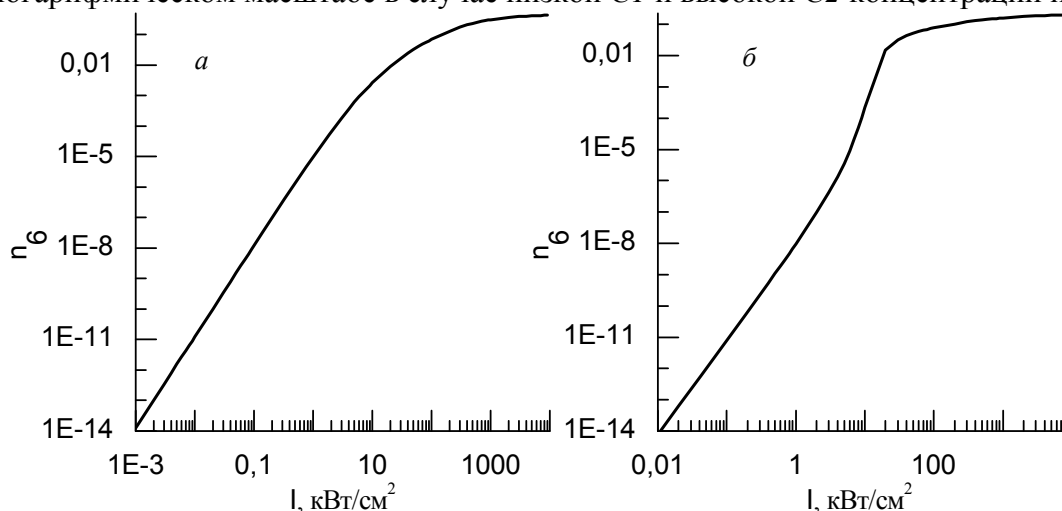


Рис. 1. Зависимость относительной населенности шестого уровня от интенсивности возбуждающего излучения при низкой (а) и высокой (б) концентрации ионов

В случае низкой концентрации, расстояние между ионами намного больше критического расстояния переноса энергии [1] и основным механизмом ап-конверсии является поглощение из возбужденного состояния. Тангенс угла наклона зависимости на Рис. 1а при низких интенсивностях возбуждающего излучения равен 3, что соответствует числу фотонов, участвующих в заселении шестого уровня [5]. При увеличении интенсивности тангенс угла

наклона монотонно уменьшается до нуля населенность шестого уровня стремится к постоянному значению. Уменьшение тангенса угла наклона от максимального значения до нуля происходит в диапазоне изменения интенсивности возбуждающего излучения на несколько порядков.

Полученный результат коррелирует с экспериментальным наблюдением низкого значения тангенса угла наклона в [7].

При большой концентрации расстояние между ионами меньше критического расстояния переноса энергии. Таким образом, перенос энергии играет существенную роль в рассматриваемой системе. В диапазоне интенсивности $10 - 20 \frac{\text{кВт}}{\text{см}^2}$ тангенс угла наклона зависимости на Рис. 1б равен 5.6, что соответствует развитию эффекта фотонной лавины [2].

Рис. 2 показывает слабую зависимость коэффициента поглощения системы от интенсивности возбуждающего излучения при небольшой интенсивности возбуждающего излучения (до 1 кВт/см^2)

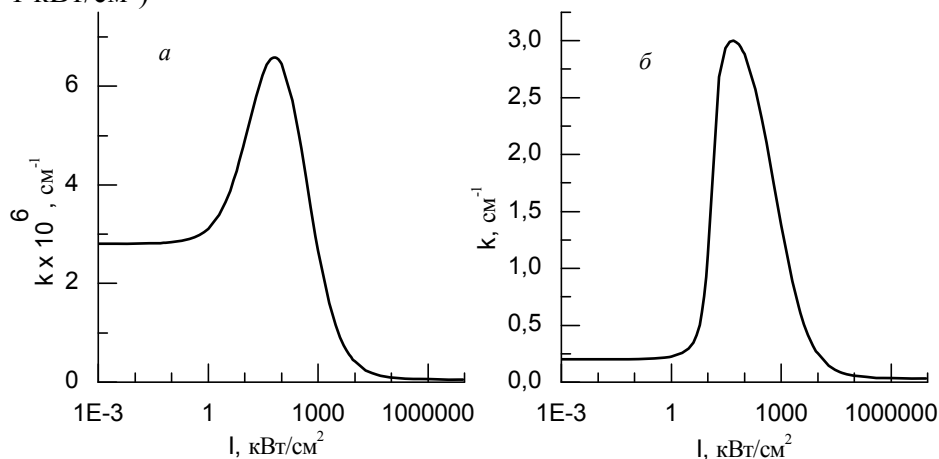


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности возбуждающего излучения при низкой (а) и высокой (б) концентрации ионов

С ростом интенсивности излучения, коэффициент поглощения возрастает. В случае большой концентрации ионов (Рис. 2б) возрастание коэффициента поглощения более значительно и достигает величины $k = 3 \text{ см}^{-1}$, в то время как для зависимости на Рис. 2а k достигает значения всего лишь порядка $6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$. Интенсивность возбуждающего излучения, при которой происходит возрастание коэффициента поглощения, совпадает с интенсивностью возникновения фотонной лавины.

Полученные результаты демонстрируют корреляцию с основными механизмами, вовлекаемыми в процесс ап-конверсии на ионах туллия, подтверждают полученные ранее данные экспериментов и могут рассматриваться в качестве первичной оценки потерь лазерного излучения в среде содержащей ионы туллия разной концентрации.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Фонда фундаментальных исследований РБ № Ф15-116.

1. F. Auzel, *Chem. Rev.*, **104**, №1, 139-173, (2004).
2. E.Yu. Perlin, A.M. Tkachuk, M. –F. Joubert, R. Moncorge, *Optics and spectroscopy*, **90**, №5, 691-700, (2001).
3. S. Fischer, H. Steinkemper, P. Loper, M. Hermle, C. Goldschmidt, *J. Appl. Phys.*, **111**, №1, (2012).
4. P. V-Delgado, K. W. Krämer, R. Valiente, M. de Jong, and A. Meijerink, accepted for publication in *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2016. DOI: 10.1039/C6CP04347J.
5. M. Pollnau, D.R. Gamelin, S.R. Luthi, H.U. Gudel, and M.P. Hehlen, *Phys. Rev. B.*, **61**, №5, 3337-3346, (2000).
6. В.В. Овсянкин, П.П. Феофилов, Письма в ЖЭТФ **4**.№.11, с.471-474, (1966).
7. I.A. Khodasevich, A.S. Grabtchikov, A.A. Kornienko, E.B. Dunina, *Optics and spectroscopy*, **119**, №5, 759-765, (2015).

**ИЗГОТОВЛЕНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ
ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И МОДУЛЯЦИИ ЧАСТОТЫ В МОЩНЫХ
ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ**

Прохоров А.П., Новиков М.А., Севрюкова А.Н., Грибко В.В.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты выращивания крупногабаритных профилированных монокристаллов KDP и DKDP скоростным методом (до 15 мм/сутки) для изготовления широкоапертурных оптических элементов для преобразования и модуляции частоты в мощных лазерных системах.

Кристаллы группы KDP (DKDP, ADP, и др.) широко применяются в лазерной технике в качестве электрооптических элементов: затворов, модуляторов и т.д. Данные кристаллы в настоящее время активно применяются на мощных лазерных системах. Это связано, прежде всего, с тем, что электрооптические элементы должны обладать большой апертурой. В работе представлены результаты выращивания крупногабаритных профилированных монокристаллов KDP [1] и DKDP [2] (процент дейтерирования составлял не менее 97.6%) методом скоростного выращивания моносекториальных профилированных кристаллов [3]. Исследуемые образцы были выращены в форме размером $320 \times 320 \times 70$ мм³, в кристаллизаторе объемом 150 литров. Рост осуществлялся в термостатированных условиях при абсолютных пересыщениях не превышающих 3°C и уровню pH раствора равным ~ 2.7. Кристаллы росли гранью бипирамиды (101). Для приготовления раствора использовалась соль KDP Prochem inc. с содержанием примесей Fe 50 ppb, Mg 50 ppb, Si 100 ppb, Al 50 ppb, Cr 89 ppb. Скорость роста монокристаллов составляла ~ 15 мм/сутки. Были получены кристаллические булы размерами $307 \times 320 \times 70$ мм³ (KDP), $303 \times 320 \times 70$ мм³ (DKDP).

С помощью тераомметра Metrel TeraOhmXA 10 kV MI 3210 (погрешность прибора не превышает 5%), проводились измерения сопротивления образцов. Измерения сопротивления проводилось по трех электродной схеме (основной, измерительный и охранный электроды) при напряжении до 10 кВ. В ходе работы были получены карты распределения удельного сопротивления в исследуемых образцах. По итогам измерений, были получены вольт-амперные характеристики исследуемых образцов, близкие к линейным, что соответствует высокому качеству выращенных образцов. Так же были измерены карты распределения величины удельного сопротивления для образца размерами $325 \times 330 \times 13$ мм³. Неоднородности на картах распределения удельного сопротивления обусловлены наличием дефектов роста, которые в свою очередь являются следствием высоких скоростей роста и морфологической неустойчивости растущей грани монокристалла.

1. В.М. Пузиков, В.И. Сало, М.И. Колыбаева, *изд. НТК «Институт монокристаллов», Харьков, с. 334, (2004)*

2. D.M. Pennington, D.E. Milam, I.D. Eimer, *Report at the II Annual Int. Conf. "Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion (ICF)", P. 17, (1996)*

3. В.П. Ершов Дис. "Скоростной рост моносекториальных профилированных кристаллов группы KDP" канд. физ.-мат. наук. Н.Н.: ИПФРАН, (2007).

ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРИМЕСЕЙ НА СКОРОСТЬ РОСТА ГРАНЕЙ ВОДОРАСТВОРИМЫХ КРИСТАЛЛОВ

Северюкова А.Н., Рубаха В.И., Прохоров А.П.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Водорастворимые кристаллы типа KDP, α -LiIO₃, Ba(NO₃)₂ и т.д. используются в оптике и лазерной физике на протяжении многих лет. Данные кристаллы являются наиболее подходящими нелинейно-оптическими материалами, применяемые для эффективного преобразования лазерного излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах.

Технология выращивания и совершенство получаемых кристаллов зависят от качества сырья. Это объясняется тем, что наличие в сырье и, соответственно, в приготавливаемом растворе микроконцентраций определенных примесей влияет на кинетику роста граней (100) и (101) [1]. Так, некоторые примеси приводят к заметному снижению скорости роста граней призмы и межсекториальным напряжениям, что неприемлемо для скоростных способов выращивания крупных кристаллов. Величина «мертвой зоны» ($\Delta T_{\text{мз}}$), определяющая пригодность растворов для выращивания монокристаллов, является интегральным параметром, характеризующим содержание примесей в растворе, искажающих грань призмы (100). Эта задача стала особенно актуальна в связи с работами по скоростному росту кристаллов α -LiIO₃, KDP и их дейтерированных аналогов, ведущимися в ИПФРАН. Так по аналогии со способом скоростного роста кристалла KDP [2] для скоростного роста кристаллов α -LiIO₃ [3] также важно соотношение скоростей роста граней (100) и (101). Данные измерений «мертвой зоны» ($\Delta T_{\text{мз}}$) растворов α -LiIO₃ с добавлением некоторых примесей представлены в таблице.

Таблица. Измерения «мертвой зоны» ($\Delta T_{\text{мз}}$) растворов α -LiIO₃ с добавлением некоторых примесей

Примесь	Количество примеси	$\Delta T_{\text{мз}}$ до добавления примеси, $\pm 0,5^\circ\text{C}$	$\Delta T_{\text{мз}}$ после добавления примеси, $\pm 0,5^\circ\text{C}$
Fe(IO ₃) ₂	1 мг на 50 мл раствора (pH=1.8)	3-3.5	25
AgIO ₃	10 мг на 300 мл раствора (pH=1.65)	3-3.5	3.5
CsOH	10 г/л раствора (α -LiIO ₃ +HIO ₃ ; pH=1.45)	7	8.5
метилметакрилат	0.5 мг на 50 мл раствора	3-3.5	3-3.5
H ₃ PO ₄	20 г/л	pH=1.9	3.5 (pH=1.65)

В исследовании представлены данные по влиянию Fe(IO₃)₂, AgIO₃, CsOH, H₃PO₄, метилметакрилата на рост грани (100) кристаллов α -LiIO₃, разработана методика измерения «мертвой зоны» растворов α -LiIO₃, проведено сравнение результатов измерений скорости роста граней и движения ступеней для KDP и α -LiIO₃.

1. Д.А. Воронцов, В.П. Ершов, *Вестн. ННГУ*, Вып. 1(9), С. 132, (2006).
2. В.П. Ершов Дис. «Скоростной рост моносекториальных профилированных кристаллов группы KDP» канд. физ.-мат. наук. Н.Н.: ИПФРАН, (2007).
3. В.И. Рубаха, А.А. Бабин, М.А. Котова, *Тез. докл. НКРК-ХI «Скоростной рост кристаллов α -LiIO₃»*, Москва, (2004).

ПОДАВЛЕНИЕ НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В Nd:YAG СЛЭБ-ЛАЗЕРЕ СЕЛЕКТИВНЫМ ПОКРЫТИЕМ

Нгуен Ван Ба, Губанова Л.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе показана возможность подавления нежелательных излучений селективным покрытием в слэб-лазере, который включает в себя Nd:YAG активный элемент. Селективное покрытие может быть изготовлено из двух пленкообразующих материалов SiO_2 и Ti.

Современные твердотельные лазеры широко используются в различных областях техники: в оптической связи и навигационных системах, в биотехнологиях и лазерной медицине и в других отраслях науки и техники. В связи с этим разработка высокоэффективных твердотельных лазеров нового поколения и расширение их функциональных возможностей по-прежнему являются актуальными задачами.

При создании твердотельных лазеров средней и высокой мощностей большое распространение получили слэб-лазеры. В этих лазерах активный элемент имеет форму стержня с прямоугольным сечением, а генерируемое излучение в нем распространяется по зигзагообразной траектории, испытывая полное внутреннее отражение от двух противоположных граней активного элемента (см. Рис. 1).

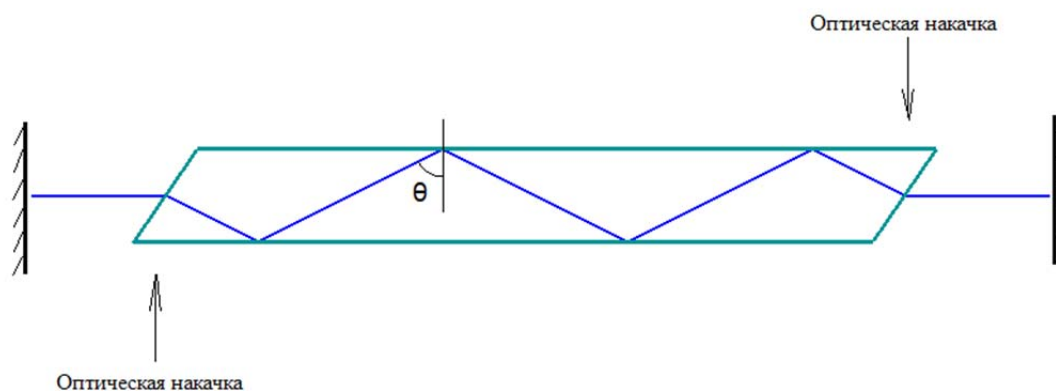


Рис. 1. Схема слэб-лазера

Достоинства слэб-лазеров заключаются в следующих:

- ✓ высокая эффективность генерации излучения с достаточно хорошим качеством лазерного пучка,
- ✓ равномерное распределение температурных нагрузок и механического напряжения внутри активного элемента,
- ✓ равномерное заполнение активного элемента генерируемым излучением, которое минимизирует действие термической линзы.

Одним из широко используемых слэб-лазеров является Nd:YAG слэб-лазер, роль активной среды которого выполняет кристалл $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (обычно обозначенный YAG, или алюмоиттриевый гранат), легированный ионами неодима Nd^{3+} . Оптимальный угол падения генерируемого излучения на грани активного элемента составляет $\theta = 58^\circ \div 60^\circ$ [1]. Наиболее распространенной длиной волны генерации этого лазера является $\lambda = 1,064$ мкм. Поскольку кристалл YAG имеет высокий показатель преломления ($n = 1,82$), предельный угол полного внутреннего отражения на его границе раздела с воздухом составляет $33,7^\circ$, кроме генерируемого излучения многие другие излучения, такие как спонтанные и рассеянные излучения (которые всегда присутствуют внутри активного элемента), тоже испытывают полное внутреннее отражение и долго остаются в активном элементе, некоторые из них, имея замкнутый ход распространения, станут усиленными, в результате этого значительно

уменьшают эффективность работы слэб-лазера. Для повышения функциональных возможностей слэб-лазера необходимо подавлять эти нежелательные излучения.

Решение проблемы подавления нежелательных излучений в литературе можно найти в ряде работ [2-4]. В данной работе предлагается метод подавления нежелательных излучений оптическим покрытием, которое обладает неким селективным свойством по углам падения излучений, т.е. минимально отражает излучения, падающие на грани активного элемента под углом меньше θ , при обеспечении 100% отражения для генерируемого излучения, которое падает на грани активного элемента под углом θ . Это покрытие, условно говоря, фильтрует излучения по его углам падения, поэтому можно его назвать селективным покрытием.

Свойство селекции излучений по углам падения ярко выражается при полном внутреннем отражении (ПВО), так что рассматриваемое покрытие должно базироваться на этом явлении. В состав селективного покрытия входят как минимум две части:

- ✓ Диэлектрический слой, обеспечивающий ПВО для рабочего пучка,
- ✓ Поглощающий слой, играющий роль просветляющего покрытия.

Для подавления побочных максимумов отражения возможно добавить ещё несколько пар чередующихся слоёв диэлектрический-поглощающий слои. Одна из возможных конструкций селективного покрытия приведена в таблице, а зависимость энергетического коэффициента отражения от угла падения излучения такого покрытия показана на Рис. 2.

Таблица. Селективное покрытие, состоящее из шести слоёв

Пленкообразующий материал	Показатель преломления	Толщина, нм
SiO ₂	1,45	1500
Титан	3 – 3,91i	9
SiO ₂	1,45	146
Титан	3 – 3,91i	9
SiO ₂	1,45	146
Титан	3 – 3,91i	9

Слой, изготовленный из SiO₂, толщиной 1500 нм обеспечивает предельный угол ПВО 52°, это достаточно для обеспечения высокого отражения генерируемого излучения, которое падет на границу раздела Y₃Al₅O₁₂ - слой под углом $\theta = 58^\circ$. Поглощающий слой, играющий роль просветляющего покрытия, должен обладать низкой отражательной способностью, поэтому титан является одним из подходящих материалов.

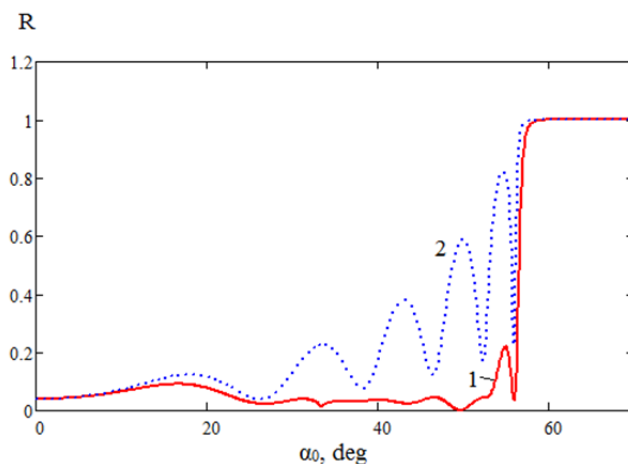


Рис. 2. Зависимость энергетического коэффициента отражения излучения от угла падения селективного покрытия, состоящего из шести слоёв, конструкция которого представлена в табл.: 1 – для р-поляризации и 2 – для s-поляризации

Для р-поляризации энергетический коэффициент отражения достигает значения 0,99 при угле падения 52° и не превышает значения 0,2 для всех углов падения излучений меньших 52° . Анализируя кривую, представленную на Рис. 2 можно сделать вывод, что рассматриваемое покрытие явно имеет некий селективный характер по углам падения излучения: энергетический коэффициент отражения достигает почти 100% при угле падения больше 52° и на много уменьшается при углах падения меньше этого значения.

1. Sridharan A.K., Saraf S., Sinha S. [et al.]. Zigzag slabs for solid-state laser amplifiers: batch fabrication and parasitic oscillation suppression // *Appl. Opt.*, 2006. –Vol. 45. –No. 14. pp. 3340-3351.

2. Brown D.C., Benfey D.P., Gehm W.J. [et al.]. Parasitic oscillations and amplified spontaneous emission in face-pumped total internal reflection lasers // *SPIE*, 1987. –Vol. 736. pp. 74-83.

3. Sridharan A.K., Saraf S., Byer R.L. Yb:YAG master oscillator power amplifier for remote wind sensing // *Appl. Opt.*, 2007. –Vol. 46. –No. 30. pp. 7552-7565.

4. Архипов Д.А., Венглюк В.И., Деревянко В.А. [и др.]. Оптимизация рабочих характеристик твердотельного лазера с диодной накачкой для космических применений // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, 2015. –Т. 15. – №. 6. С. 1000-1007.

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА БУРШТЕЙНА-МОССА НА НАГРЕВ И ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ КОРОТКИМИ И СВЕРХКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.06 МКМ

Поляков Д.С., Яковлев Е.Б.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование влияния динамического эффекта Бурштейна–Мосса на фотовозбуждение и нагрев монокристаллического кремния лазерными импульсами на длине волны 1.06 мкм. Показано, что для пико- и наносекундных воздействий динамический эффект Бурштейна-Мосса играет существенную роль в процессе взаимодействия.

Воздействие импульсного лазерного излучения на монокристаллический кремний позволяет формировать на его поверхности различные типы микро- и нанорельефов, что может приводить к радикальному изменению её свойств. В частности, оказывается возможным лазерное формирование антиотражающего [1], гидрофобного [2] или гидрофильного рельефов [3]. Длина волны 1.06 мкм наиболее популярна в лазерной обработке материалов, поскольку является основной для Nd:YAG-лазеров и волоконных Yb-лазеров, позволяющих генерировать импульсы различной длительности (от мили- до фемтосекундных). При этом энергия кванта, соответствующая этой длине волны, незначительно превышает ширину запрещенной зоны кремния. В таких условиях при достаточно интенсивных импульсных воздействиях следует ожидать проявления динамического эффекта Бурштейна-Мосса (ДЭБМ) [4]. Однако, в настоящее время, несмотря на растущий интерес к обработке монокристаллического кремния лазерными импульсами на длине волны 1.06 мкм [5], при построении теоретических моделей этот эффект игнорируется (см. напр. [6]).

В работе проведены теоретические оценки влияния ДЭБМ на нагрев и фотовозбуждение монокристаллического кремния импульсами с длительностями от 100 фс до 10 пс на длине волны 1.06 мкм и с интенсивностями близкими к порогу плавления. Для исследования динамики температуры и концентрации фотовозбужденных носителей и температуры решетки решены уравнения двухтемпературной модели с учетом меняющейся концентрации носителей [7]. При этом учитывались нелинейности коэффициента межзонного поглощения связанные с заполнением носителями состояний вблизи экстремумов зон (эффект Бурштейна-Мосса), а также с изменением ширины запрещенной зоны и увеличением вероятности непрямых переходов при нагреве решетки. Было установлено, что в случае воздействия фемтосекундных импульсов, когда основным механизмом поглощения является двухфотонное межзонное поглощение, влияние ДЭБМ на кинетику фотовозбуждения и нагрева невелико. В области пикосекундных воздействий, когда существенную роль начинает играть однофотонное межзонное поглощение, игнорирование ДЭБМ приводит к существенной переоценке вклада однофотонного поглощения в процесс фотовозбуждения. В наносекундном диапазоне длительностей импульса влияние ДЭБМ также заметно. Его влияние на оценку пороговых энергозложений становится малозначительным лишь для микросекундных импульсов. Показано, что учет ДЭБМ позволяет согласовать расчетные значения пороговой плотности энергии с экспериментальными в диапазоне длительностей импульса от сотен фемтосекунд до микросекунд.

1. S. Kontermann, T. Gimpel, A.L. Baumann, K.-M. Guenther, W. Schade, *Energy Procedia*, **27**, 390-395, (2012).
2. V. Zorba et al, *Nanotechnol.*, **17**, 3234-3238, (2006).
3. A.Y. Vorobyev, C. Guo, *Opt. Express*, **18**, 6455-6460, (2010).
4. А.М. Бонч-Бруевич, Я.А. Имас, М.Н. Либенсон, В.С. Салядинов, Г.Д. Шандыбина, Е.Б. Яковлев. *ЖТФ*, **47**, 609, (1977).
5. W. O'Neill, K. Li, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**, 462-470, (2009).
6. P.C. Verburg et al, *Appl. Phys. A*, **114**, 1135-1143, (2014).
7. A. Rämmer, O. Osmani, B. Rethfeld, *Journal of Applied Physics*, **116**, 053508-1 – 053508-12, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ УГЛА СМАЧИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ОТ РЕЖИМОВ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Грачкова Е.Ю., Васильев О.С., Одинцова Г.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрено влияние лазерного структурирования поверхности стали AISI 304 на краевой угол смачивания. На основании полученных зависимостей составлена технологическая карта, по которой можно определить режимы лазерного воздействия для получения определенного угла смачивания

Многие физико-химические свойства поверхности определяются её микро-(нано-) геометрией, химическим составом и структурой поверхностного слоя. К числу таких свойств можно, в первую очередь, отнести смачиваемость поверхности [1,2], её способность к электронной эмиссии (эмиссионные свойства) [3], оптические свойства [4] и др.

Смачиваемость – ключевой параметр в целом ряде процессов взаимодействия жидких, вязких и др. сред. Явление смачивания и растекания наряду с адсорбцией и адгезией играют важную роль в технологических процессах создания композиционных материалов, пайки и пропитки, взаимодействия жидкометаллических теплоносителей со стенками теплообменников и др. Основной характеристикой контактного смачивания поверхности твердого тела жидкостью является равновесный краевой угол смачивания θ_0 . По значению краевого угла смачивания покрытия можно разделить на гидрофобные ($\theta_0 > 90^\circ$) и гидрофильные ($\theta_0 < 90^\circ$). Лазерное структурирование металлов позволяет локально управлять смачиваемостью поверхности, что может расширить возможный диапазон применений [5,6].

В данной работе рассмотрено влияние лазерного структурирования поверхности стали AISI 304 на краевой угол смачивания. Структурирование поверхности осуществлялось волоконным импульсным иттербиевым лазером при различных значениях плотности мощности и перекрытий по вертикальной и горизонтальной осям. На основании полученных зависимостей составлена технологическая карта, по которой можно определить режимы лазерного воздействия для получения определенного угла смачивания.

1. Б.В. Сумм., Ю.В. Горюнов, *Химия*, (1976).
2. Л.Б. Бойнович, А.М. Емельяненко, *Успехи химии*, №7, 619-638, (2008).
3. А.М. Бродский, Ю.Я. Гуревич, *Наука*, (1973).
4. V.P. Veiko, *Mater. Des.*, 684-688, (2016).
5. A.M. Emelyanenko, F.M. Shagieva, A.G. Domantovsky, L.B. Boinovich, *Applied Surface Science*, 513-517, (2015).
6. M. Pfeiffer, A. Engel, S. Weibmantel, S. Scholze, G. Reisse, *Physics Procedia*, №12, 60-66, (2011).

ПОВЫШЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ПОВЕРХНОСТНЫМ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ БРЭГГОВСКИМ ЗЕРКАЛОМ

Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследованы спектры генерации полупроводникового лазера с поверхностным распределенным брэгговским зеркалом высокого порядка дифракции в температурном диапазоне -50°C — $+50^{\circ}\text{C}$. Показано, что температурное смещение спектра в 5 раз меньше, чем в Фабри-Перо лазерах и составляет $0.9 \text{ \AA}/\text{K}$.

Разработка концепции мощных лазерных диодов и развитие современных полупроводниковых технологий позволило достичь рекордных значений характеристик лазерных излучателей: выходная оптическая мощность, КПД и долговечность. Полученные результаты сделали полупроводниковые лазеры базовым элементом в приборах и системах для широкого круга прикладных применений и исследовательских задач. При этом наряду с колоссальными преимуществами, полупроводниковые лазеры обладают рядом особенностей, ограничивающим их применение в промышленной сфере. Одним из самых существенных недостатков полупроводниковых лазеров является высокая температурная зависимость излучательных характеристик. В широко распространенных полупроводниковых лазерах с резонатором Фабри-Перо вид, расположение и изменение спектра генерации с током и температурой в первую очередь определяется спектром усиления квантово-размерной активной области (квантовой ямы). Таким образом, зависимость спектра генерации лазера от температуры определяется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны материала активной области. Смещение спектра в длинноволновую область при увеличении тока инжекции обусловлено разогревом активной области и, как следствие, сужением ширины запрещенной зоны. В зависимости от материалов твердых растворов активной области температурная зависимость длины волны генерации лежит в диапазоне $3 \div 5 \text{ \AA}/\text{K}$, что приводит к смещению спектра на $10 \div 15 \text{ nm}$ при непрерывном режиме работы лазера.

Полупроводниковый лазер с поверхностным распределенным брэгговским зеркалом высокого порядка дифракции (П-РБЗ) (Рис. 1) обладает существенно более узким спектром генерации (менее 3 \AA) (Рис. 2) [1]. При этом, помимо непосредственной задачи сужения спектра генерации лазера, П-РБЗ обеспечивает повышенную температурную стабильность. Для данных лазеров форма и поведение спектра генерации определяется спектром отражения П-РБЗ. Спектр отражения П-РБЗ также зависит от температуры через температурную зависимость показателя преломления материала гетероструктуры, однако, данная зависимость существенно меньше температурной зависимости ширины запрещенной зоны.

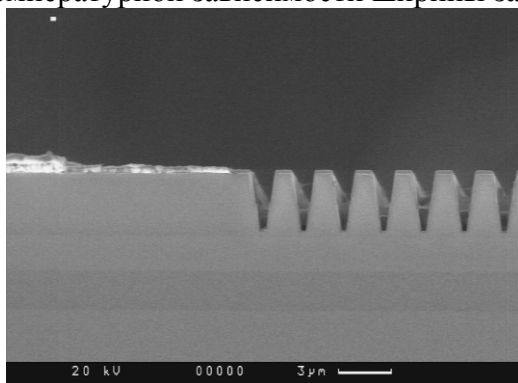


Рис. 1. Изображение П-РБЗ, полученное на электронном микроскопе

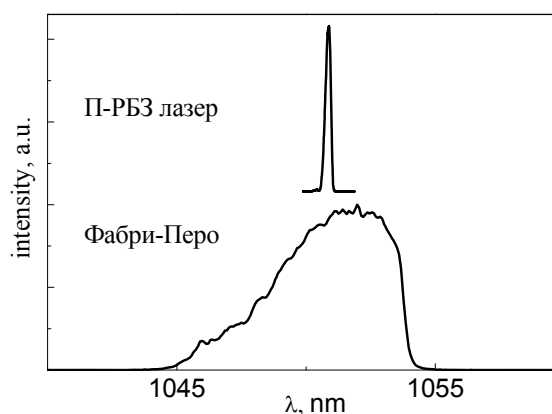


Рис. 2. Сравнение спектров генерации полупроводниковых лазеров с резонатором Фабри-Перо и с П-РБЗ

Были исследованы экспериментальные образцы полупроводниковых лазеров с П-РБЗ ($\Lambda=2$ мкм, 15 порядок), излучающие на длине волны 1050 нм, изготовленных из двойной гетероструктуры раздельного ограничения на основе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Исследования продемонстрировали, что изменение температуры или рабочего тока не сказывается на ширине спектра генерации полупроводникового лазера с П-РБЗ. Наблюдается только смещение спектра генерации лазера. Таким образом, спектр отражения П-РБЗ смещается с изменением температуры образца. Изменение температуры гетероструктуры (в том числе и при саморазогреве в непрерывном режиме работы) приводит к двум факторам: изменению показателя преломления материала и к температурному изменению размеров образца. Таким образом, температурная зависимость условия Брэгга определяется изменением длины волны излучения в среде и периода П-РБЗ как показано в формуле (1).

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{2}{N} \left(\frac{dn}{dT} \Lambda + n \frac{d\Lambda}{dT} \right), \quad (1)$$

где λ – длина волны генерации П-РБЗ лазера, T – температура, N – порядок дифракции П-РБЗ, n – показатель преломления материала, Λ – период П-РБЗ. Температурные зависимости параметров материала известны не для всех возможных вариантов твердых растворов, применяемых в полупроводниковых лазерах. Данную величину можно оценить приблизительно [2, 3], и она составляет менее 1 Å/К, что существенно меньше упомянутой величины 3÷5 Å/К.

Для оптимальной работы полупроводникового лазера с П-РБЗ было достигнуто согласование спектра отражения П-РБЗ и максимума спектра усиления активной области гетероструктуры. Данное согласование обеспечивает минимальную плотность порогового тока. При этом температурное смещение данных спектров различно по своей природе и величине. При рассогласовании данных спектров будет увеличиваться плотность порогового тока вплоть до полного прекращения генерации лазерного излучения. Таким образом, несмотря на то что П-РБЗ ведет к стабилизации длины волны генерации лазера, оно является причиной появления температурного диапазона работы, вне которого исчезает лазерная генерация.

Экспериментально продемонстрировано, что температурное смещение спектра генерации П-РБЗ полупроводникового лазера составляет 0.9 Å/К (Рис. 3, Рис. 4), что достаточно хорошо согласуется с оценочной величиной. Исследования проводились в температурном диапазоне -60 °С—+60 °С. Температурный диапазон, в котором спектр усиления полупроводникового лазера и спектр отражения П-РБЗ совпадают настолько, что обеспечивают выполнение пороговых условий, составил от -50 °С до +50 °С. Таким образом, было продемонстрировано существенное улучшение температурной стабильности спектральных свойств полупроводниковых лазеров за счет П-РБЗ в достаточно широком рабочем диапазоне 100 °С.

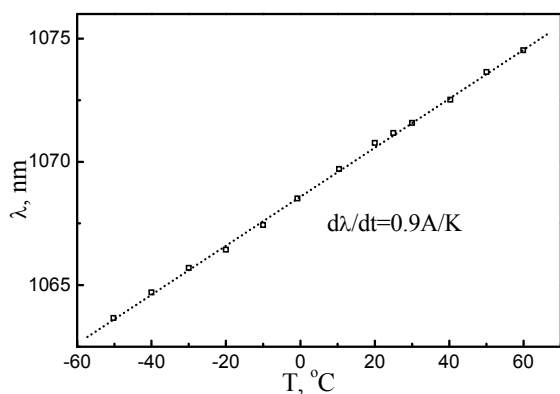


Рис. 3. Температурная зависимость длины волны генерации П-РБЗ лазера

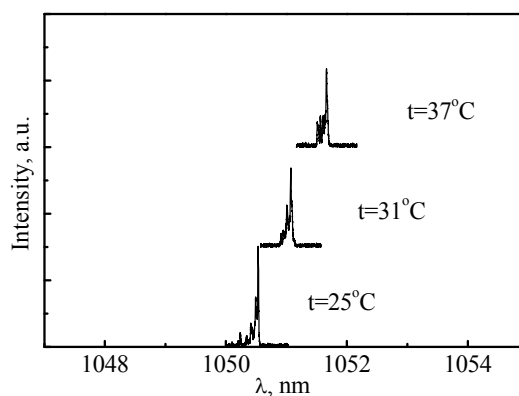


Рис. 4. Спектры генерации П-РБЗ лазера при различных температурах

1. В.В.Золотарев, А.Ю.Лешко, Н.А.Пихтин, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, Я.В.Лубянский, Н.В.Воронкова, И.С.Тарасов *Квантовая Электроника*, **45**, с. 1091–1097 (2015)
2. С.И.Новикова, *Тепловое расширение твердых тел* (Наука 1974)
3. S.Adachi, *J. Appl. Phys.*, 58(3), R1 (1985).

ЛАЗЕР СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОЙ ХИРУРГИИ

Наривончик А.С., Серебряков В.А., Скворцов Д.В., Калинин Н.А.,

Матузин Е.И., Дороганов С.В.

АО «ГОИ им. С. И. Вавилова»

Введение

Лазеры, благодаря их способности фокусировать излучение в пятно малого размера на длине волны селективно поглощаемой тканью, имеют огромный потенциал для создания прецизионных хирургических абляционных методик, целью которых является разрез или удаление микрослоев с сохранением окружающих тканей.

Хирургические лазеры УФ, видимого и ближнего ИК диапазонов спектра широко используются для лечения различных заболеваний в офтальмологии, дерматологии, отоларингологии, гинекологии и др. Однако из-за сопровождающих лазерное воздействие коллатеральных термо- и механических повреждений биоткани, их редко используют в более тонких операциях нейро- и офтальмохирургии, ангиопластике [1, 2].

Для абляции мягких и твердых тканей наиболее привлекательным является средний ИК диапазон. Высокое поглощение излучения хромофорами ткани (вода, белок) и, соответственно, субмикронная глубина проникновения излучения, ведут к прецизионной абляции, а возбуждение в полосы колебательных переходов позволяет модифицировать структуру биоткани, влияя тем самым на селективность абляции [3].

Так, лазерное облучение на длинах волн $\lambda=6,1$ мкм (резонансная полоса поглощения Амид I белка и изгибной моды воды) и на $\lambda=6,45$ мкм (резонансная полоса поглощения Амид II белка) вызывает конформационные изменения (ослабление) белковой матрицы, повышая эффективность абляции и снижая коллатеральные термopовреждения до $4\div 7$ мкм [4]. К примеру, в отличие от коагуляционных изменений раневой поверхности, наблюдаемых в традиционной лазерной нейрохирургии, при использовании 6 мкм облучения клетки головного мозга, смежные с зоной абляции, не теряют четко выраженную ядерную морфологию.

Резонансная полоса поглощения Амид III белка ($\lambda\sim 8$ мкм) позволяет селективно удалять злокачественные новообразования (определенные злокачественные опухоли поглощают это излучение намного сильнее, чем нормальная ткань, к которой они примыкают).

И, наконец, следует отметить, что рядом с ИК полосой поглощения белков, на $\lambda=5,75$ мкм, находится селективная полоса поглощения холестерина эфиров атеросклеротических бляшек, отсутствующая у стенок сосудов. Это позволяет рассматривать лазерную ангиопластику на $\lambda=5,75$ мкм как перспективное направление в решении проблемы удаления атеросклеротических бляшек из люминальных стенок артерий [5].

Предметом нашего исследования являлась разработка лазера с плавной перестройкой длины волны излучения в диапазоне $6,1\div 6,45$ мкм при энергии излучения не ниже 10 мДж на частоте следования импульсов $100\div 500$ Гц; для ангиопластики, длина волны излучения $\lambda=5,75$ мкм, рассматривается повышение частоты следования импульсов до 1000 Гц при энергии импульса ≤ 1 мДж.

Лазер для прецизионной хирургии в среднем ИК диапазоне

Наиболее перспективное направление построения импульсных перестраиваемых лазеров среднего ИК диапазона основано на параметрическом преобразовании частоты излучения твердотельных лазеров. Создание эффективного параметрического преобразователя для выбранного диапазона спектра обусловлено наличием нелинейной среды, в которой осуществляется преобразование частоты, и источника накачки для нее с определенным набором параметров излучения.

Лазерам $6\div 8$ мкм диапазона уделено сравнительно мало внимания, по сравнению, например, с $3\div 5$ мкм лазерами, что связано с сильным поглощением излучения, в том числе и в атмосфере, молекулами воды. Из довольно большой группы ИК нелинейных кристаллов (AgGaSe, AgGaS, GaSe и др.) по совокупности нелинейно-оптических и теплофизических свойств только кристалл ZnGeP₂ (ZGP) может быть реально использован для создания мощного и эффективного источника перестраиваемого излучения в диапазоне $6\div 8$ мкм. Кристалл ZGP обладает высоким значением тензора нелинейной восприимчивости ($d_{36}=75$

пм/В), достаточно высоким порогом разрушения ~ 30 МВт/см² (~ 1 Дж/см²) и термооптическими характеристиками, подходящими для преобразования излучения с высокой средней мощностью (теплопроводность 18 Вт/м·К, $\partial n/\partial T = 1,5 \cdot 10^{-4}$ К⁻¹).

В кристалле ZGP при полосе прозрачности до 12 мкм наблюдается резкий рост поглощения при уменьшении длины волны ниже 2 мкм, что накладывает определенные ограничения на источник накачки. Так, «коротковолновые» 2 мкм лазеры накачки позволяют создавать ПГС с наиболее широкополосной перестройкой длины волны излучения. Для них в кристалле ZGP реализуется фазовый синхронизм как I, так и II типа. При этом II тип фазового синхронизма, осуществляя генерацию с узким спектром излучения, более предпочтителен для ПГС. В то же время для параметрического усилителя более предпочтителен кристалл I типа синхронизма, преобразующий излучение во всем диапазоне прозрачности ZGP, используя всего один нелинейный элемент.

Для накачки ПГС ZGP в диапазон 6-8 мкм используют два основных принципа построения 2 мкм источника:

1. Параметрическое двухступенчатое преобразование излучения Nd:YAG лазера. Для эффективной параметрической генерации в диапазоне 6÷8 мкм, длина волны источника накачки ПГС должна лежать в области т.н. “вырожденного” режима ($\lambda = 3 \div 4$ мкм). Однако в этом диапазоне нет коммерчески доступных лазеров. Поэтому в рассматриваемой схеме первый каскад преобразования (ПГС на кристаллах сегнетоэлектриков: KTP, KTA или PPLN) генерирует излучение на длине волны 2,128 мкм [9], а второй каскад (ПГС на кристалле ZGP) 6÷8 мкм излучение [10]. Основным недостатком такого подхода связан с трудностью получения в частотном режиме высокого качества параметрического излучения, необходимого для накачки ПГС ZGP (термооптика $\partial n/\partial T$ сегнетоэлектриков почти на порядок хуже, чем у кристалла Ho:YLF, рассматриваемого ниже). Ну и конечно, также отсутствие коммерчески доступных высокояркостных Nd:YAG лазеров со средней мощностью не менее 100 Вт на частотах повторения импульсов 100-1000 Гц.

2. Использование импульсно-периодического гольмиевого (Ho) лазера, генерирующего в диапазоне 2,05÷2,09 мкм, накачиваемого, в свою очередь, лазерами, излучающими в диапазоне 1,9÷1,94 мкм. Именно по такой схеме при накачке импульсами Ho:YLF лазера с энергией 110 мДж получена генерация излучения в ПГС ZGP на $\lambda = 3,4$ мкм с энергией в импульсе 33 мДж (100 Гц) и 20 мДж (500 Гц) при суммарном оптическом КПД от волоконного тулиевого (Tm) лазера $\sim 5,5\%$ [11]. Аналогичная схема применена и для хирургического лазера с ПГС ZGP на $\lambda = 6,45$ мкм (5 мДж, 200 Гц) [12]. Ho-лазеры позволяют осуществлять генерацию с энергией, достаточной для эффективной накачки ZGP в широком диапазоне частоты следования импульсов при высоком качестве пучка, необходимого и для минимизации потерь в гибком ИК волноводе [13].

Импульсно-периодический 2 мкм Ho:YLF лазер

Выбор кристаллов Ho:YLF в качестве активной среды 2 мкм лазера определяется выгодным сочетанием большого времени жизни верхнего лазерного уровня ($\sim 14 \div 15$ мс), низкой плотности энергии насыщения (~ 4 Дж/см²), малого стоксова сдвига и хороших термооптических свойств (высокая теплопроводность при низком отрицательном $\partial n/\partial T$). Основным недостатком по сравнению с Ho:YAG является относительно низкий предел термостойкости, что не мешает, однако, получать высокие пиковую и среднюю мощности при качестве пучка близком к дифракционному.

Нашей задачей была разработка Ho:YLF лазера с энергией $\geq 40 \div 100$ мДж на частоте повторения от единиц Гц до килогерца для накачки ПГС ZGP.

Ho:YLF лазер был построен по схеме задающий генератор-усилитель, представленной на Рис. 1.

В качестве источника накачки использовался двухканальный непрерывный тулиевый волоконный лазер LP-120 (IPG Photonics) с максимальной выходной мощностью 30 и 90 Вт на длине волны 1,94 мкм. Задающий генератор (ЗГ) Ho:YLF лазера, накачиваемый 30 Вт каналом тулиевого лазера, работал в режиме модуляции добротности, который осуществлялся с помощью кварцевого акустооптического модулятора (АОМ, MZ-321M, ОАО “НИИ “Полус” им. М.Ф.Степеля”). Эффективность АОМ составила порядка 50% при диаметре луча ≤ 1 мм.

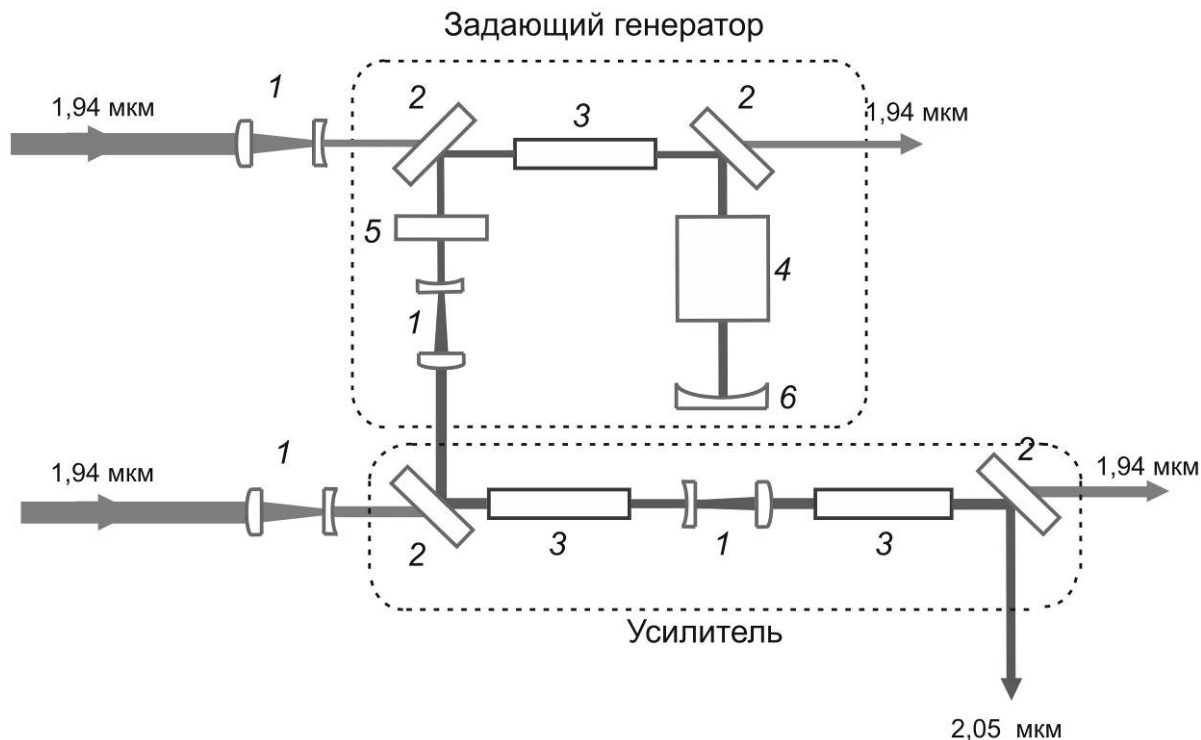


Рис. 1. Схема Ho:YLF лазера: 1 – согласующие телескопы; 2 – дихроичные зеркала; 3 – Ho:YLF активные элементы; 4 – АОМ; 5 – выходное зеркало резонатора; 6 – «глухое» зеркало резонатора

Диаметр пучка накачки критичен для параметров Ho-лазера. Так, расходимость, близкая к дифракционной, реализуется при накачке узким пучком для подавления поперечных мод высокого порядка. Однако для Ho:YAG лазера, например, слишком маленький диаметр каустики резонатора ведет к низкому качеству излучения и потерям из-за термо-наведенного двулучепреломления в Ho-кристалле. С другой стороны, увеличение диаметра пучка (уменьшение интенсивности накачки) снижает эффективность конверсии из-за трехуровневой природы лазерного перехода. В отличие от Ho:YAG, в Ho:YLF лазере минимальный диаметр каустики ограничивается только лучевой прочностью кристалла Ho:YLF. Для оптимизации лучевой нагрузки на внутрирезонаторные элементы, не превышающей 50% от лучевой прочности кристаллов Ho:YLF (>15 Дж/см²), радиус кривизны «глухого» зеркала резонатора составлял 500 мм при диаметре каустики резонатора и, соответственно, накачки $\sim 0,9$ мм. Длина кристалла Ho:YLF 50 мм (концентрация ионов Ho³⁺ 0,3%), коэффициент отражения выходного зеркала ~ 30 %. Усилитель Ho лазера состоял из двух последовательно установленных кристаллов Ho:YLF длиной 70 мм (концентрация гольмия 0,5%) с промжуточным телескопом.

На выходе ЗГ в моноимпульсном режиме ($\lambda=2051$ нм) при мощности накачки 30 Вт получено 15 мДж (100 Гц) и 8 мДж (1000 Гц), что соответствует оптической эффективности до 27%; расходимость дифракционная (качество пучка $M^2 \sim 1,2$).

На выходе Ho:YLF лазера при накачке усилителя 90 Вт и энергии ЗГ 6 мДж, (ограничивалась для всех частотных режимов) была получена энергия 100 мДж (ограничивается лучевой прочностью кристалла Ho:YLF) на частоте повторения импульсов 100 Гц и 40 мДж при накачке усилителя ~ 90 Вт на частоте повторения 1000 Гц. Длительность импульсов составляла 15-20 нс. Качество выходного пучка Ho:YLF лазера близко к дифракционному пределу ($M^2 \approx 1,5$) и слабо зависело от частоты повторения импульсов. Эффективность съема энергии в усилителе на максимальной накачке достигала $\sim 40\%$ при оптическом КПД лазера $\sim 11\%$ на частоте 100 Гц и $\sim 33\%$ на частоте 1000 Гц (сравнимо с [12] и [11], соответственно).

Параметрический преобразователь на кристаллах ZGP

Необходимая для эффективной абляции биоткани высокая плотность энергии параметрического излучения ($\sim 3 \div 5$ Дж/см² на объекте) может быть реализована различными методами, большинство из которых апробировано при разработке параметрических лазеров $3 \div 5$

мкм диапазона. К ним относится генерация мощного излучения линейными или кольцевыми ПГС. В схеме линейного ПГС достигнута суммарная средняя мощность параметрического излучения в диапазоне 3÷5 мкм ~27 Вт с $M^2=4$ и эффективностью конверсии 62% на частоте 35 кГц [14]. Однако, снижение частоты следования импульсов, при сохранении средней мощности излучения, ведет к ухудшению качества пучка за счет неизбежного увеличения размера каустики, обусловленного ограничением по лучевой нагрузке в резонаторе. С другой стороны, кольцевые схемы ПГС, включая планарную V-образную [15] и непланарные RISTRA [12] и FIRE [16], позволяют получить в 6 мкм диапазоне среднюю мощность до 1 Вт (~5 мДж в импульсе) на частотах 100-200 Гц при высоком качестве пучка ($M^2\sim 2,5$). Дальнейшее увеличение энергии импульсов и средней мощности также ограничено лучевой прочностью и термонаведенной линзой в кристалле ZGP.

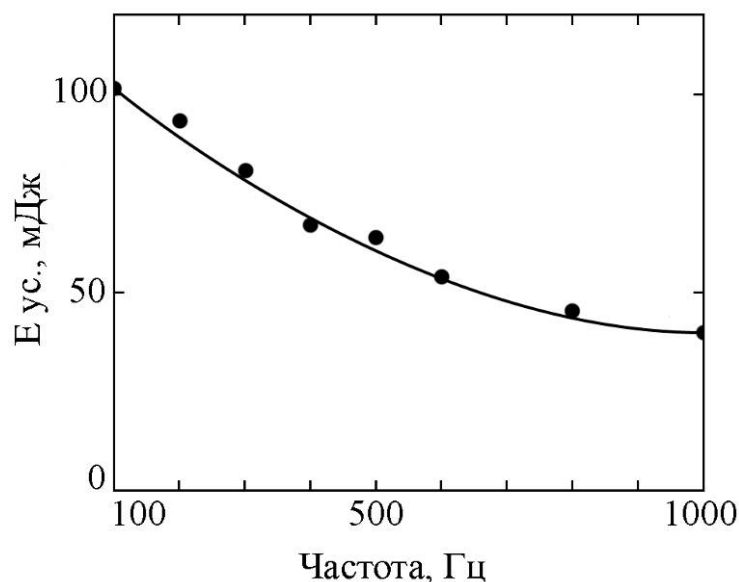


Рис. 2. Зависимость энергии усилителя Ho:YLF лазера от частоты повторения при фиксированном входном сигнале 6 мДж

Необходимые для хирургического ИК лазера существенно более высокие параметры излучения могут быть реализованы в схеме ПГС-ПУ ZGP (маломощный ПГС с расходимостью излучения близкой к дифракционной и ПУ, работающий при пиковой плотности энергии накачки, не превышающей 30% лучевой прочности кристалла ZGP) [7, 11].

Для получения расходимости ПГС, близкой к дифракционной, накачка, как и в 3Г Но-лазера, осуществляется узким пучком для подавления мод высокого порядка. Однако качество пучка ухудшается по мере увеличения средней мощности ПГС, что связано с ростом термолинзы в кристалле ZGP при увеличении мощности накачки, которая приводит к уменьшению модового размера сигнала по отношению к модовому размеру накачки. Модовая расстройка, в свою очередь, ведет к усилению мод высших порядков, снижающих качество пучка [7]. Поэтому для получения дифракционного сигнала целесообразно использование низкоэнергетического ПГС.

В эксперименте мы использовали двухрезонаторный ПГС ZGP с расходимостью близкой к дифракционной, накачиваемый Ho:YLF лазером, при плотности энергии на кристалле ZGP ~0,4 Дж/см², диаметр пучка ~1,2 мм, длина резонатора ~70 мм, кристалл ZGP 5×7×12 мм. Суммарная энергия на выходе ПГС холостой и сигнальной волн составляла порядка 1,4 мДж в диапазоне перестройки 3-6 мкм при эффективности преобразования около 30%.

Для проведения модельных экспериментов с целью получения максимальных энергий параметрического преобразования выход ПГС был увеличен до 6 мДж за счет его перевода в многомодовый режим (диаметр пучка накачки 4 мм), Рис. 3.

В прецизионной хирургии качество излучения играет не менее важную роль, чем интенсивность излучения. Для получения высокого качества мощного перестраиваемого параметрического излучения сигнальная или холостая волна низкоэнергетического ПГС с расходимостью близкой к дифракционной используется в качестве “затравки” на входе в

параметрический усилитель (ПУ). При этом большой диаметр пучка накачки, для получения большой выходной энергии параметрического сигнала, не вызывает резкого снижения качества луча. Схема модельного эксперимента по исследованию эффективности параметрического усиления на кристаллах ZGP при высокой мощности 2 мкм излучения накачки представлена на Рис. 4.

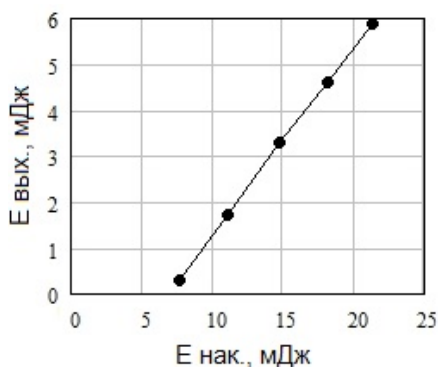


Рис. 3. Зависимость энергии ПГС ZGP от энергии накачки

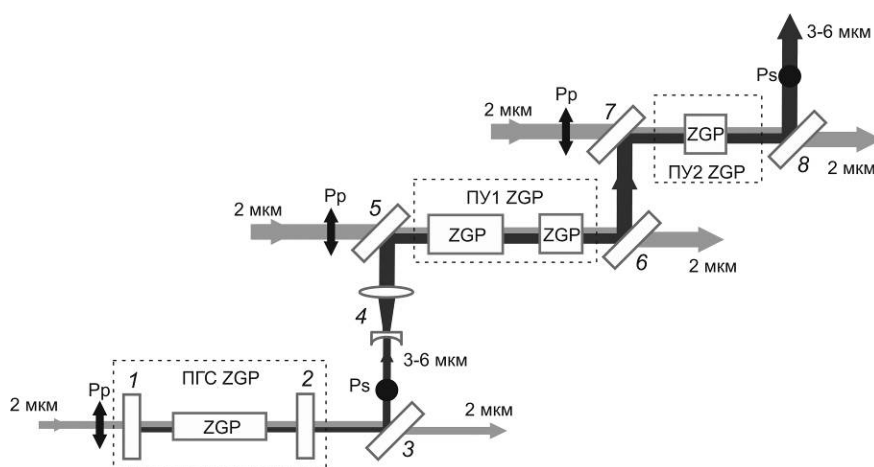


Рис. 4. Схема эксперимента по параметрической генерации в кристаллах ZGP
1 и 2 – зеркала резонатора ПГС ZGP; 3, 5, 6, 7, 8 – дихроичные зеркала; 4 –
согласующий телескоп; Pp и Ps – p и s поляризации луча

В качестве источника накачки ПУ ZGP использовался нелинейный преобразователь излучения Nd:YAG лазера на кристалле КТР (суммарная энергия импульса до 250 мДж, частота повторения 100 Гц, диаметр пучка 6 мм, расходимость излучения близка к дифракционной).

Часть мощного пучка 2 мкм излучения (~ 130 мДж) дихроичным зеркалом совмещалась с сигнальной и холостой волнами ПГС и поступала на вход параметрического усилителя ПУ1 на двух кристаллах ZGP размером 12×8×15 и 13×11×7 мм (энергия ПГС ZGP ≈ 6 мДж, диаметр пучка ≈ 7,5 мм). Необходимым условием эффективного усиления является пространственное и временное совмещение волн накачки и сигнала в объеме кристалла ZGP. Телескоп (4), Рис. 4, совмещал пространственные распределения пучков на входе ПУ1. Другая часть мощного пучка накачки (~ 120 мДж) и излучение с выхода ПУ1 поступали на вход усилителя ПУ2 (кристалл ZGP размером 13×11×7 мм). Временное совпадение импульсов накачки и ПГС достигалось введением в тракт накачки оптических линий задержки, одновременно выполняющих функцию переноса изображения на вход ПУ1 и ПУ2 прямоугольного распределения интенсивности накачки (на Рис. 4 не показаны).

Нами был проведен эксперимент по параметрическому усилению дифракционно ограниченных пучков в широком диапазоне отношений сигнала ПГС к накачке с низкой энергией ПГС. Измерения проводились в ПУ1 пределах ограничивающей апертуры Ø3 мм, внутри которой пучки накачки и ПГС обладали достаточно равномерным распределением интенсивности. Пучок накачки был пространственно отфильтрован (падение интенсивности накачки от центра апертуры к ее краю не превышало 20%).

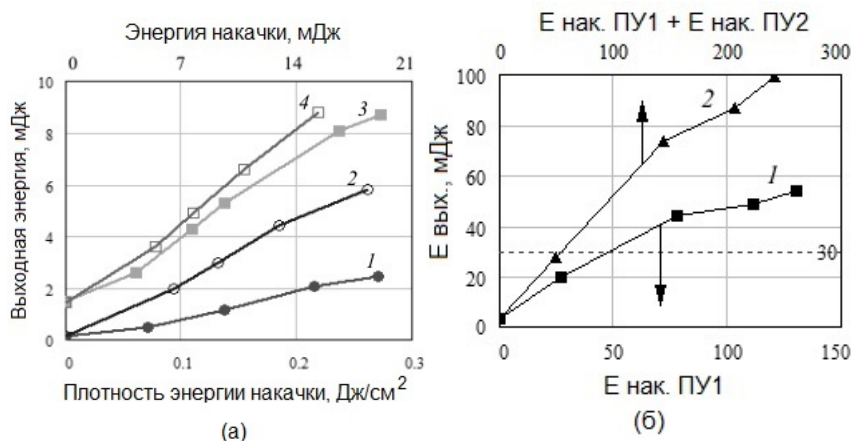


Рис. 5. (а) Зависимость эффективности преобразования ПУ с одним и двумя кристаллами ZGP от плотности энергии накачки для двух энергий сигнала ПГС (частота 100 Гц). 1) один кристалл, энергия входного сигнала 0,14 мДж, 2) два кристалла, 0,14 мДж, 3) один кристалл, 1,4 мДж, 4) два кристалла, 1,4 мДж. (б) Зависимость выходной энергии одно- и двухкаскадного ПУ от энергии накачки, кривые (1) и (2), соответственно. Энергия ПГС ZGP \approx 6 мДж

Так, при усилении двухкристалльным ПУ1 сигнала ПГС с энергией импульса \sim 0,14 мДж эффективность параметрического преобразования более 30% обеспечивалась в пределах изменения средней плотности энергии накачки от 0,1 до 0,3 Дж/см² (безопасный уровень лучевой нагрузки для кристаллов ZGP), Рис. 5. (а). При увеличении на порядок сигнала ПГС (до \sim 1,4 мДж) эффективность преобразования превысила 40% как для одно-, так и для двухкристалльного ПУ, без ухудшения качества пучка.

В этой части эксперимента нами показана возможность усиления слабых сигналов ПГС ZGP до больших плотностей энергии. На следующем этапе проведено масштабирование параметрического усиления до больших энергий. С этой целью был добавлен второй каскад усиления ПУ2 (Рис. 4).

Как видно из Рис. 5. (б), усиление параметрического сигнала в одно- и двухкаскадном мощном ПУ ZGP идет с эффективностью конверсии \geq 40%. Пунктирной линией на рис. 5б указан требуемый уровень выходной энергии параметрического излучения для хирургического лазера.

Таким образом, важным результатом экспериментов является возможность реализации эффективного усиления низкоэнергетического излучения ПГС в относительно больших пределах плотности энергии накачки ПУ при сохранении расходимости выходного пучка близкой к дифракционной. Это позволяет строить лазер для прецизионной хирургии по наиболее гибкой в управлении параметрами ИК излучения, линейной схеме ПГС-ПУ ZGP с Ho:YLF лазером накачки.

Заключение

Для задач прецизионной хирургии обоснован выбор оптической схемы и параметров мультиволнового твердотельного лазера среднего ИК диапазона спектра с параметрическим преобразованием частоты излучения.

Проведена оптимизация Ho:YLF лазера ($\lambda=2,051$ мкм для эффективной накачки ПГС), получена энергия 40-100 мДж при частоте следования импульсов 100-1000 Гц (длительность импульса 15-20 нс, $M^2 \approx 1,5$). На нелинейных кристаллах ZGP в схеме ПГС-ПУ реализовано параметрическое преобразование излучения Ho:YLF лазера в диапазон 3-6 мкм с эффективностью \sim 40% (энергия импульса \sim 100 мДж на частоте следования 100 Гц). Рассмотрены перспективы повышения качества выходного излучения при накачке в пределах безопасного уровня лучевой нагрузки кристалла ZGP.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение № 14.579.21.0015).

1. *Haglund R.F.* Applications of free electron lasers in biological sciences, medicine and material science // Photon-based Nanoscience and Nanobiotechnology / Ed. by Dubowski J.J., Tanev S. Springer Netherlands, 2006. P. 175–203.
2. *Serebryakov V.A., Boiko É.V., Petrishchev N.N., Yan A.V.* Medical applications of mid-IR lasers. Problems and prospects science // J. Optical Technology. 2010. V. 77. № 1. P. 6–17.
3. *Xiao Y., Guo M., Zhang P., Shanmugam G., Polavarapu P.L., Hutson M.S.* Wavelength-dependent conformational changes in collagen after mid-infrared laser ablation of cornea science // Biophysical Journal. 2008. V. 94. P. 1359–1366.
4. *Mackanos M.A.W., Simanovskii D., Joos K.M., Schwettman H.A., Jansen E.D.* Mid infrared optical parametric oscillator (OPO) as a viable alternative to tissue ablation with the free electron laser (FEL) // Lasers Surg. Med. 2007. V. 39. P. 230–236.
5. *Awazu K.A., Ishii K., Hazama H.* Infrared laser therapy using IR absorption of biomolecules science // J. Physics: Conference Series 276. 2011. P. 012011-1-9.
6. Mid-infrared solid-state laser systems for minimally invasive surgery // Final Project Report, Project MIRSURG, Grant Agreement number: 224042. Project's coordinator Dr. V. Petrov. Berlin, 2012. 77 p.
7. *Kalintsev A.G., Katsev U.V., Kornev A.F., Narivonchik A.S., Oborotov D.O., Pavlova A.L., Pokrovsky V.P., Serebryakov V.A., Stupnikov V.K.* 100 mJ/100 Hz mid-IR laser source // Intern. Conf. “Laser Optics 2014, 2014. St. Petersburg. paper ThR1-23, P. 35.
8. *Kornev A.F., Narivonchik A.S., Pavlova A.L., Serebryakov V.A.* High-efficiency 50 mJ/1000 Hz Ho:YLF MOPA with multipass amplifier // Intern. Conf. “Laser Optics 2014”, 2014. St. Petersburg. paper WeR1-p10, P. 30.
9. *Arisholm G., Nordseth Ø., Rustad G.* Optical parametric master oscillator and power amplifier for efficient conversion of high-energy pulses with high beam quality // Opt. Express. 2004. V. 12. P. 4189–4197.
10. *Haakestad M.W., Arisholm G., Lippert E., Nicolas S., Rustad G., Stenersen K.* Tunable high-pulse-energy mid-infrared laser source based on optical parametric amplification in ZnGeP₂ // Proc. SPIE. 2008. V. 7115. P. 71150Q-1-9.
11. *Dergachev A., Armstrong D., Smith A., Drake T., Dubois M.* High-power, high-energy ZGP OPA pumped by a 2.05- μm Ho:YLF MOPA system. // Proc. SPIE. 2008. V. 6875. P. 687507-1–10.
12. *Stoeppler G., Schellhorn M., Eichhorn M.* Ho³⁺:LLF MOPA pumped RISTRA ZGP OPO at 3–5 μm // Proc. SPIE. 2013. V. 8604. P. 86040I-1-7.
13. *Greenemeier L.* Will a bendable laser scalpel make the cut? // Scientific American. 2009. Mar 4. P. 1–3.
14. *Hemming A., Richards J., Davidson A., Carmody N., Bennetts S., Simakov N., Haub J.* 99 W mid-IR operation of a ZGP OPO at 25% duty cycle // Opt. Express. 2013. V. 21. № 8. P. 10062–10069.
15. *Lippert E., Fonnum H., Arisholm G., Stenersen K.* A 22-watt mid-infrared optical parametric oscillator with V-shaped 3-mirror ring resonator // Opt. Express. 2010. V. 18. № 25. P. 26475–26483.
16. *Bigotta S., Stoppler G., Schoner J., Schellhorn M., Eichhorn M.* Novel non-planar ring cavity for enhanced beam quality in high-pulse-energy optical parametric oscillators // Opt. Materials Express. 2014. V. 4. № 3. P. 411–423.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМЫ БОКОВОЙ СТЕНКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ ZEMAX

Шашкин И.С., Подоскин А.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

На стенде будут представлены результаты расчёта с помощью программы Zemax формы боковой стенки полупроводникового лазера, препятствующей срыву генерации.

Мощность полупроводниковых лазеров полосковой конструкции может быть ограничена паразитными замкнутыми модами [1]. Один из способов борьбы с ними – увеличение потерь энергии таких мод на боковых стенках лазерного чипа. В данной работе будет показано, как с помощью программы Zemax определить геометрию боковой стенки, при которой паразитные моды будут подавлены. Будут описаны: особенности импорта геометрических объектов в программу Zemax; задание показателя преломления для объёма импортированных тел; задание поглощающих оболочек и детекторов-поглотителей, повторяющих рельеф боковой стенки; задание линейного массива точечных источников света внутри тела с данной расходимостью; определение доли лучей, поглощаемых боковой стенкой; определение доли лучей, выходящих со стороны резонаторных граней; определение доли лучей, участвующих в формировании паразитных мод. Будет показано, что в лазере со стандартными боковыми стенками доля лучей, участвующих в формировании паразитных мод, может достигать 60%, а за счёт оптимизации геометрии боковых стенок эту долю удаётся снизить до 10% и менее.

В докладе будет представлено соотношение между параметрами рельефа боковой стенки, при котором лучи, попадающие на боковую стенку, не смогут участвовать в образовании замкнутой модовой конфигурации.

1. С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов, *ФТП*, **43**, №10, 1409-1412, (2009)

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ДИЗАЙН ДИСПЕРСИОННЫХ И ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО МОДУЛЯТОРА

Лю С., Грачев Я.В., Беспалов В.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Для увеличения скорости передачи информации широкополосным ТГц излучением предложен метод создания ТГц модулятора. С использованием компьютерного моделирования рассмотрены два устройства спектрального разложения ТГц модулятора: призмы и дифракционные решетки и показана возможность кодирования информации..

В настоящее время, терагерцовый спектральный диапазон, являющийся относительно новым для телекоммуникаций, и как широкополосный ресурс [1], будет использоваться для будущих систем беспроводной связи сверхвысокой скорости [2]. Таким образом, кодирующие устройства и модуляторы в терагерцовом диапазоне будут широко востребованы в ближайшее время [3]. В данной работе предложен метод модуляции терагерцового излучения и элементы терагерцового модулятора рассчитаны с использованием компьютерного моделирования [4].

Для амплитудной модуляции ТГц излучения предложен способ с использованием нанокompозитной пленки CdS/CdSe[5]. Для того, чтобы отдельно модулировать все частоты генерируемого терагерцового импульса, необходимо оборудование для спектрального разложения. Мы сравнили два спектральных устройства разложения: призмы и дифракционные решетки. Первоначально сравнивали дисперсионные способности призм, изготовленных из известных материалов, применимых в терагерцовом диапазоне. Однако, спектральная способность разложения призмами не достаточно хороша для разрабатываемой системы кодирования информации. В дальнейшем были рассмотрены различные дифракционные решетки с, и был выбран эшелетт с оптимальными параметрами для нашего модулятора. Система передачи данных терагерцовых с предлагаемым спектральным модулятором показан на Рис. На заключительном этапе было проведено моделирование функционирования всего прибора кодирования информации и определены условия проведения верификационного эксперимента.

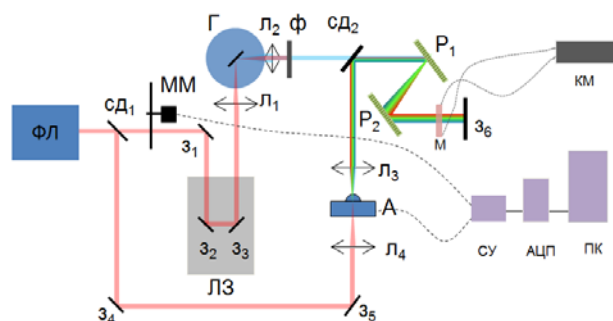


Рисунок. Схема установки для кодирования и передачи информации широкополосным ТГц излучением. ФЛ – фемтосекундный лазер, з₁₋₆ – зеркала, Л₁₋₄ – линзы, ММ – механический модулятор, Г – кристалл InAs в магнитном поле, Ф – фильтр, сд₁₋₂ – светоделители, ЛЗ – линия задержки, сУ – синхронный усилитель, РС – компьютер, М – модулятор, КМ – контроллер модулятора, Р₁₋₂ – дифракционные решетки, А – Антенна

1. Tian Yan, Wang Yang, Zhao Guozhong, Modern Scientific Instrument **2**(2006).
2. Jianming Dai, Jianguan Zhang, Weili Zhang, and D. Grischkowsky, No. 7/July 2004/J. Opt. Soc. Am. B, **21**, (2004).
3. Terahertz Time-Domain Spectroscopy for Material Characterization, Proceedings of the IEEE, **95**, No. 8, (2007).
4. Benedikt Scherger, Norman Born, Christian Jansen, IEEE transactions on terahertz science and technology, **2**, no. 5, September(2012).
5. A. S. Meshkov, E. F. Ostretsov, W. V. Pogosov, I. A. Ryzhikov, Yu. V. Trofimov, Semiconductor Science and Technology, **25**, no. 6(2010).

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОЕ СТЕКЛО С ВЫДЕЛЕНИЕМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ CaF_2

Кабачевская А.А., Пичугин И.С., Дубровин В.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлены спектральные, оптические и физико-химические свойства фото-термо-рефрактивных стекол с выделением кристаллической фазы CaF_2 .

В последние годы среди исследователей появляется все больший интерес к разработке оксифторидных стеклокерамик с нанокристаллами щелочноземельных металлов, таких как CaF_2 , SrF_2 и BaF_2 [1-3]. Данные стеклокерамики, в особенности с нанокристаллами CaF_2 , представляют особый интерес ввиду возможности их активации редкоземельными ионами, такими как Yb^{3+} , Er^{3+} , Nd^{3+} и Tm^{3+} , что приводит к значительному увеличению интенсивности, квантового выхода и времени жизни их люминесценции [4,5] при попадании редкоземельных ионов кристаллическую решетку нанокристаллов и позволяет сочетать в одном материала как преимущества стекол так и кристаллов.

Основным преимуществом наностеклокерамик, активированных редкоземельными ионами, является низкое фоновое поглощение, в сравнении со стеклами ($\sim 1000 \text{ см}^{-1}$ для силикатного стекла и $\sim 500 \text{ см}^{-1}$ для силикатных стекол с нанокристаллами LaF_3) [6]. Низкое значение фонового поглощения критически важный параметр для создания эффективных усилителей в волоконных линиях связи и лазерных элементов

В работе были разработаны, синтезированы и исследованы ФТР стекла системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{K}_2\text{O}-\text{CaF}_2-\text{CaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$, допированные KBr , Sb_2O_3 , Ag_2O и CeO_2 . Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1510°C в кварцевых тиглях объемом 100 мл. Мешка осуществлялась платиновой мешалкой. Температура стеклования измерялась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) и составила 530°C . Полученные образцы облучались УФ излучением ртутной лампы и обрабатывались в градиентной печи при температурах от 400°C до 560°C . Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Lambda 650.

В работе показано:

- возможность фото-термо-индуцированного выделения кристаллической фазы CaF_2 в объеме ФТР стекла.
- спектральные и оптические свойства ФТР стекол с нанокристаллами CaF_2 .
- возможность записи фазовых голограмм и их сравнение с классическими ФТР стеклами с выделением кристаллической фазы NaF .

1. C. Bocker, S. Bhattacharyya, T. Hoche, C. Rüssel, *Acta Mater.*, **57**, 5956-5963, (2009).
2. R.P.F. de Almeida, C. Bocker, C. Rüssel, *Chem. Mater.*, **20**, 5916-5921, (2008).
3. C. Bocker, J. Wiemert, C. Rüssel, *J. Eur. Ceram. Soc.* **33**, 1737-1745, (2013).
4. S. A. Song, D. S. Kim, H. M. Jeong and K. S. Lim, *J. Lumin.*, **152**, 75-78, (2014).
5. E. Radzhabov, V. Nagirnyi, M. Kirm and E. Prosekina, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **59**, 2074-2078, (2012).
6. S. Tanabe, H. Hayashi, T. Hanada, N. Onodera, *Optical Materials*, **19**, №3, 343-349, (2002).

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ КАЛИЕВОАЛЮМОБОРАТНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ХРОМА

Бабкина А.Н.*, Зырянова К.С., Горбачев А. Д., Нурьев Р.К.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты синтеза и исследования спектральных свойств калиевоалюмоборатных стекол, активированных ионами хрома и лития. Изотермическая обработка стекол приводит к выделению нанокристаллов $\text{Li}(\text{Al}_7\text{B}_4\text{O}_{17}):\text{Cr}$ и Cr_2O_3 . Квантовый выход люминесценции (47.8%) выявил перспективы использования стекол для создания активных лазерных сред.

Кристаллические материалы, активированные ионами хрома, сегодня изучаются весьма интенсивно [1]. Результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств таких материалов весьма оптимистичны: получены достаточно высокие сечения вынужденного излучения и большой квантовый выход люминесценции. В связи с этим они повсеместно используются в качестве материалов для создания красных люминофоров и белых светодиодов [1].

Аморфные материалы, активированные ионами Cr^{3+} , обладают интенсивной люминесценцией в красной области спектра [2]. За последнее десятилетие, интерес к материалам с неупорядоченной структурой, активированным ионами трёхвалентного хрома возобновился в связи с возможностью использования таких стекол в качестве материалов для приборов ночного видения [3], волоконно-оптических термодатчиков [4], визуализации [5] и фото катализа [6]. Однако по сравнению с монокристаллами люминесценция аморфных материалов обладает довольно большой шириной и низким квантовым выходом [2], поэтому их использование в лазерных системах и для создания люминофоров ограничено. Решением данной проблемы является выделение нанокристаллической фазы, содержащей ионы трехвалентного хрома, в матрице стекол, обладающих высокой ликвационной способностью.

В качестве объектов исследования выбраны стекла, матрица которых имеет следующий состав $x\text{Li}_2\text{O}-(25-x)\text{K}_2\text{O}-25\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{B}_2\text{O}_3$ (мол%), сверх 100% в матрицу было введено 0.1 мол% Cr_2O_3 . Синтез стекол происходил в корундовых тиглях при температуре 1400°C с перемешиванием расплава в воздушной атмосфере платиново-родиевой мешалкой. В работе были синтезированы четыре состава стекла с различной концентрацией окиси лития, повышение которой происходило за счет частичного эквимолекулярного замещения стеклообразующего оксида (Таблица 1). Для улучшения условий образования нанокристаллов при использовании малых концентраций хрома в стекла вводились соединения сурьмы (1 мол% Sb_2O_3) и фтора (2.2 мол% $(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{F}_3$) [2].

Таблица 1. Содержание оксида лития в составах КАБ стекол и их характеристические температуры

Состав, №	Содержание Li_2O , мол. %	Температура стеклования (T_g), $^\circ\text{C}$	Температура максимума области кристаллизации (T_{cr}), $^\circ\text{C}$
1	0	435	626, 668
2	5	434	585, 625
3	10	433	578, 599
4	12.5	432	584, 599

Для выявления оптимальных режимов термообработок все стекла были исследованы методом дифференциальной сканирующей калориметрии с использованием калориметра STA

449F1 Jupiter (Netzsch) со скоростью нагрева объектов 10°C/мин. Результаты исследований сведены в Таблицу 1. Спектры поглощения регистрировались на двухлучевом спектрофотометре Lambda 650 (Perkin Elmer). Спектральный диапазон регистрации составил 320-700 нм с шагом 0.5 нм. Абсолютный квантовый выход и спектры флуоресценции стекол были измерены на установке Absolute PL Quantum Yield Measurement System (Hamamatsu) с использованием интегрирующей сферы. Для возбуждения флуоресценции была использована длина волны 500 нм.

Рентгенограммы были получены с помощью рентгеновского дифрактометра Rigaku Ultima IV (Япония). Измерения проводились с использованием излучения медного анода с $\lambda_{\text{CuK}\alpha} = 1.5418 \text{ \AA}$ и $\text{CuK}\beta$ фильтра. Рентгенограмма снималась в диапазоне углов 2θ от 15° до 75° в геометрии съемки по Бреггу-Брентано. Для интерпретации дифракционных рефлексов использовалась база дифракционных данных ICDD PDF-2 (2008).

В образце с содержанием 0 мол% Li_2O на термограммах ДСК наблюдается две области кристаллизации. С увеличением концентрации окиси лития, низкотемпературная область кристаллизации уменьшается, а высокотемпературная увеличивается. Проведя анализ этой закономерности, был сделан вывод о соответствии высокотемпературной области процессу кристаллизации нанофазы, содержащей литий.

Рентгенограммы образца стекла состава №1 и образцов стеклокерамик составов №2-4, прошедших термообработку при температурах ниже 590°C, содержат только один максимум с большой полушириной, соответствующий дифракции лучей на аморфной матрице. Вероятно, термообработка стекол при температурах из первой области кристаллизации приводит к формированию кристаллической фазы малого объема и размеров, которые превышают чувствительность используемых в данной работе методов исследования. Дифрактограммы всех стекол с литием, прошедших термообработку при температурах 600°C и выше, демонстрируют формирование нанокристаллов $\text{Li}(\text{Al}_7\text{B}_4\text{O}_{17})$ тетрагональной сингонии и Cr_2O_3 тригональной сингонии.

Спектры поглощения стекол, полученных после синтеза, содержат две широкие полосы поглощения, одна из которых расположена в области 620 нм, а вторая - в области 420 нм. Длинноволновая полоса имеет типичные признаки полосы поглощения ионов Cr^{3+} , которая соответствует переходу ${}^4\text{A}_2 - {}^4\text{T}_2$ [7], а коротковолновая соответствует высокоэнергетическому переходу ионов $\text{Cr}^{3+} - {}^4\text{A}_2 - {}^4\text{T}_1$ [7]. С увеличением концентрации окиси лития в КАБ стеклах, интенсивность указанных полос увеличивается. Облучение стекол в известные полосы возбуждения, соответствующие ионам трехвалентного хрома, приводит к возбуждению люминесценции, представляющую собой бесструктурный малоинтенсивный спектр.

После проведения термообработки при температурах 600°C и выше спектр поглощения стекла, не содержащего литий, остался неизменным, в то время как в остальных стеклах произошел коротковолновый сдвиг максимумов полос поглощения. При этом на спектрах люминесценции стекол появляются полосы с максимумом в области 700 нм. Именно в этой области спектра расположены R-линии объемных кристаллов, активированных трехвалентным хромом [8]. Данные, приведенные в Таблице 2, демонстрируют, что квантовый выход люминесценции стекол растет с увеличением концентрации окиси лития и температуры термообработки. Очевидно, что квантовый выход в данном случае зависит от доли ионов хрома, вошедших в кристаллическую фазу, от общего числа ионов.

В процессе работы были созданы калиевоалюмообратные стекла, активированные ионами хрома и лития. Изотермическая обработка КАБ стекол при температурах, соответствующих высокотемпературной области кристаллизации, приводит к выделению в матрице стекол нанокристаллической фазы составов $\text{Li}(\text{Al}_7\text{B}_4\text{O}_{17})$ и Cr_2O_3 . Получено, что полосы люминесценции исследуемых стекол лежат вблизи известных полос люминесценции ионов трехвалентного хрома в высоко симметричном октаэдрическом окружении. Максимальное значение квантового выхода достигает 47.8%, что подтверждает предположение о возможности использования этих стекол в качестве основы для волоконных усилителей в системах передачи информации и в лазерных биомедицинских технологиях.

Таблица 2. Влияние концентрации окиси лития и температуры изотермической обработки стекла на значения квантового выхода люминесценции ионов хрома, %

Температура термообработки, °С	Состав, №			
	1	2	3	4
600	0	13.6	33.7	36.5
630	0	20.6	39.8	40.8
700	0	34.4	42.5	47.8

1. Q. Sai, C. Xia, H. Rao, X. Xu, G. Zhou, P. Xu, *J. Lumin.*, **2011**, № 131, 2359–2364, (2011).
2. С. А. Степанов, Н. В. Никоноров, В. А. Асеев, С. С. Запалова, *Физика и химия стекла*, **41**, № 2, 205–213, (2015).
3. M. Grinberg, P. I. Macfarlane, B. Henderson, K. Holliday, *Phys. Rev. B*, **52**, № 6, 3917–3929, (1995).
4. H. Aizawa и др., *Meas. Sci. Technol.*, **15**, № 8, 1484–1489, (2004).
5. X.-S. Wang и др., *RSC Adv.*, **5**, № 17, 12886–12889, (2015).
6. J. Zhu и др., *Appl. Catal. B Environ.*, **62**, № 3–4, 329–335, (2006).
7. С. Коепке, К. Wiśniewski, M. Grinberg, G. H. Beall, *Spectrochim. Acta Part A Mol. Biomol. Spectrosc.*, **54**, № 11, 1725–1734, (1998).
8. А. Б. Кулинкин, С. П. Феофилов, Р. И. Захарченя, *Физика твёрдого тела*, **42**, № 5, 835–838, (2000).

ВЛИЯНИЕ ОБЕСЦВЕЧИВАНИЯ НА ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХЛОРИДНОГО ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА

Крыкова В.А., Иванов С.А., Клюкин Д.А., Дубровин В.Д.,
Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе было произведено сравнение голографических свойств брэгговских решёток на хлоридном фото-термо-рефрактивном (ФТР) стекле до и после обесцвечивания.

Фото-термо-рефрактивное стекло является одним из перспективных материалов для создания голографических и дифракционных оптических элементов. В первую очередь это обусловлено высокой механической, химической и лучевой стойкостью этого материала. Голограммы, записанные на этом стекле, являются чисто фазовыми и могут использоваться в широком спектральном диапазоне. Значение дифракционной эффективности (ДЭ) может достигать 99%, а максимальное изменение показателя преломления составляет 3×10^{-3} .

В основе записи голограмм на этом стекле лежит процесс фото-термо индуцированной (ФТИ) кристаллизации, в результате которого происходит локальное уменьшение показателя преломления в облученной области стекла. Такой характер изменения показателя преломления делает невозможным использование ФТР стекла для создания волноводных структур голографическим методом. В 2016 году на базе кафедры ОТиМ в университете ИТМО было разработано хлоридное ФТР стекло, в котором в результате схожих процессов ФТИ кристаллизации в объеме стекла выделяется фаза AgCl-NaCl, имеющая больший показатель преломления, чем исходное стекло [1].

Исследования голографических свойств хлоридного ФТР стекла [2] показали, что брэгговские решётки, записанные на этом материале, имеют максимальное значение изменения показателя преломления сравнимое с исходным ФТР стеклом ($1,7 \times 10^{-3}$), а значения ДЭ могут достигать 94%. Однако после термообработки в материале наводится сильное поглощение в синя-зелёной области спектра, что ограничивает область применения голографических и дифракционных оптических элементов на его основе. Таким образом, голограммы на хлоридном ФТР стекле являются смешанными, то есть в них происходит как модуляция показателя преломления, так и коэффициента поглощения. Наличие амплитудной составляющей негативно сказывается на качестве дифрагированного на такой решётке излучения. С целью увеличить область прозрачности материала и избавиться от амплитудной составляющей решётки было произведено обесцвечивание записанных на хлоридном ФТР стекле голограмм.

Целью данной работы является сравнение голографических свойств брэгговских решёток на хлоридном ФТР стекле до и после обесцвечивания.

Для проведения исследования были записаны голограммы с различными дозами облучения при помощи He-Cd лазера. Термообработка образцов производилась в программируемой муфельной печи при температуре 546 градусов в течение 24 часов. После тепловой обработки, для определения амплитуд модуляции показателей поглощения (a_1) и преломления (n_1) стекла производилось изменение контуров угловой селективности голограмм на длине волны 632,8 нм, которая попадает на край полосы поглощения плазмона. Для определения величины вклада амплитудной и фазовой составляющих в периодическую структуру производилось сопоставление экспериментально измеренного и расчётного контуров угловой селективности в нулевом порядке дифракции [3], последний из которых строился по формуле, приведённой в статье [4]. После образцы были подвержены обесцвечиванию фемтосекундным лазером. Для определения влияния обесцвечивания были произведены измерения и анализ контуров угловой селективности аналогично изложенному выше по тексту. Также производились измерения спектров поглощения голограмм до и после обесцвечивания.

В результате исследования был установлен характер дозовой зависимости амплитуды модуляции показателя преломления хлоридного ФТР стекла после обесцвечивания. Была увеличена область прозрачности материала в видимой области спектра, а также повышено качество дифрагированного на голограмме излучения. Однако обесцвечивание голограмм приводит к снижению максимального значения амплитуды модуляции первой гармоники показателя преломления с $8,6 \times 10^{-4}$ до $5,1 \times 10^{-4}$.

1. V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, *Optical materials.*, **6**, № 5, 1701-1713, (2016).
2. S. A. Ivanov; N. V. Nikonorov; V. D. Dubrovin; V. A. Krykova, *Proc. of SPIE*, **10233**, 102330E-1-102330E-8, (2017)
3. С.А. Иванов, А.И. Игнатъев, Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, *Оптический журнал*, **81**, № 6, 72-77, (2014).
4. L. Carretero, R.F. Madrigal, A. Fimia, S. Blaya, A. Beléndez, *Optics letter*, **26**, № 11, 786-788, (2001).

ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНТНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОЗРАЧНОЙ КЕРАМИКИ Ce:YAG ОТ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА

Лукьяшин К. Е, Шитов В.А, Ищенко А.В.*, Шевелев В.С.*,
Шульгин Б.В.*, Басырова Е.Р.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Представлены результаты исследования влияния на люминесцентно-оптические свойства способов синтеза прозрачной 0,1 ат.% Ce:YAG и 1 ат.% Ce:YAG керамики из нанопорошков диаметром порядка 10-15 нм. Прозрачность на длине волны 600 нм для образцов керамик составила от 58 до 82 %.

Большинство сцинтилляционных материалов, используемых в детекторах ионизирующего излучения, применяются в монокристаллической форме. Хорошо известно, что выращивание сцинтилляционных кристаллов с высокой температурой плавления является трудоёмким и дорогостоящим процессом. Одним из перспективных подходов является замена монокристаллов керамическими материалами [1].

Важными факторами, влияющими на сцинтилляционные свойства, являются высокое оптическое качество материала, высокий эффективный атомный номер, малое время затухания сцинтилляций, равномерность распределения ионов активатора в кристаллической решётке. Керамическая технология предлагает возможность изготовления высокопрозрачных и крупноразмерных материалов граната при более низких температурах и с однородным или контролируемым градиентным распределением ионов активатора [2,3].

В настоящем сообщении мы представляем результаты исследования зависимости оптических и люминесцентных свойств одного из известных сцинтилляционных керамических материалов алюмоиттриевого граната $Y_3Al_5O_{12}$, активированного ионами церия Ce^{3+} ($Ce^{3+}:YAG$) с концентрацией допанта 0,1 и 1 ат.%, от особенностей технологии синтеза. Мы полагаем, что синтез керамики является ключевым звеном для одновременного достижения высокого уровня легирования и однородности распределения ионов активатора в кристаллической решётке.

Керамические образцы $Ce^{3+}:YAG$ синтезировались из нанопорошков Al_2O_3 , Y_2O_3 , 1 ат.% $Ce^{3+}:Y_2O_3$ диаметром порядка 10-15 нм собственного производства, полученных методом лазерной абляции мишени [4]. В качестве исходных грубых порошков брались коммерческие порошки с чистотой >99.99%. Порошки синтезировались в метастабильных фазах и для их перевода в основные фазы осуществлялись атмосферные отжиги в муфельных электропечах с карбидокремневыми нагревателями при температуре 1200 и 900 °C в течении 3-х часов для нанопорошков Al_2O_3 и Y_2O_3 , 1 ат.% $Ce^{3+}:Y_2O_3$ соответственно. Для синтеза $Ce^{3+}:YAG$ с необходимой концентрацией церия брались нанопорошки Al_2O_3 , Y_2O_3 , 1 ат.% $Ce^{3+}:Y_2O_3$ в необходимой стехиометрической пропорции. Смешивание нанопорошков производилось на шаровой мельнице с наклонной осью в пластиковой ёмкости в среде этилового спирта в течении 48 часов. Массовое соотношение порошок:шары:спирт составляло соответственно 1:4:8. В качестве спекающей добавки во время смешивания порошков добавлялся 0,5 масс.% ТЕОСа (Тетраэтоксисилан). Далее осуществлялось выпаривание смеси в ротационном вакуумном испарителе и осуществлялся атмосферный отжиг при температуре 600 °C в течении 3-х часов для удаления остатков спирта.

Прессование смесей порошков в компакты осуществлялось методом одноосного статического прессования давлением 200 МПа в металлической пресс-форме с рабочим диаметром 14 мм до плотности 40-50 % от теоретической плотности YAG (4,55 г/см³). Для удаления органических примесей керамики отжигались на атмосфере при температуре 800 °C в течении 3-х часов. Спекание компактов производилось в высоковакуумной электропечи с графитовыми нагревателями при давлении 5×10^{-5} мбар и температуре 1700-1780 °C в течении 20 часов. После вакуумного спекания образцы имели чёрный цвет из-за дефицита кислорода в структуре. Для восполнения дефицита образцы отжигались в воздушной атмосфере при температуре 1300 °C в течении 5-ти часов.

В рамках этой процедуры образцы синтезировались двумя различными способами. Принципиальное отличие между ними заключается в синтезе основной фазы алюмоиттриевого граната: непосредственно во время спекания (1 – первый способ) и до спекания (2 – второй способ). В первом способе смесь порошков после отжига дополнительно просеивается через сито 200 меш и затем отжигается (образцы №2406 – 1 ат.% Ce, №2421 – 0,1 ат.% Ce), либо не отжигается (образцы №2405 – 1 ат.% Ce, №2420 – 0,1 ат.% Ce) в воздушной атмосфере при температуре 600 °С в течении 3-х часов для удаления органических примесей. При этом температура вакуумного спекания составляла 1700 °С в течении 20 часов. Во втором способе ещё до спекания (образцы №1851 – 1 ат.% Ce, №1854 – 0,1 ат.% Ce) смесь порошков после отжига переводилась в YAG в виде брикетов с плотностью 20 % от теоретической плотности

при температуре 1200 °С в течении 3-х часов в атмосферной печи. Далее брикеты дробятся и измельчаются как при процедуре смешивания порошков. При этом температура вакуумного спекания составляла 1780 °С в течении 20 часов. В результате выполнения вышеприведенных процедур синтеза получены 6 образцов с концентрацией активатора 0,1 и 1 ат.% размерами $\varnothing 10 \times 2$ мм.

Оптические свойства синтезированных керамических образцов $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$ измерены на двухлучевом оптическом спектрофотометре Shimadzu UV-2450 (200-900 нм). Спектры рентгенолюминесценции (РЛ) измерены на установке на основе монохроматора МДР-23, оборудованного рентгеновским источником УРС-1,0 (W-анод, 20 кВ, 14 мА) и фотоумножителями Hamamatsu R928 и ФЭУ-106.

Спектры оптического поглощения и пропускания исследуемых образцов представлены на Рис. 1 и 2 соответственно. На спектрах наблюдаются ярко выраженные полосы поглощения с максимумами в районе 228, 260, 304, 338 и 457 нм, связанные с $4f \rightarrow 5d$ переходами в ионах Ce^{3+} . Прозрачность на длине волны 600 нм для образцов составила от 58 до 82 %.

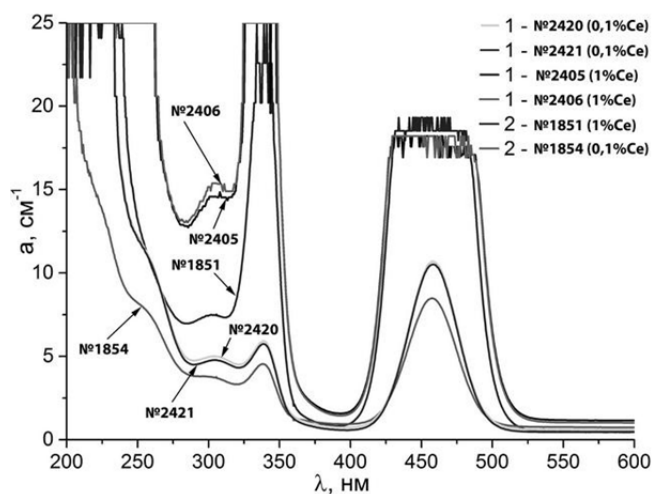


Рис. 1. Спектры оптического поглощения образцов $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$

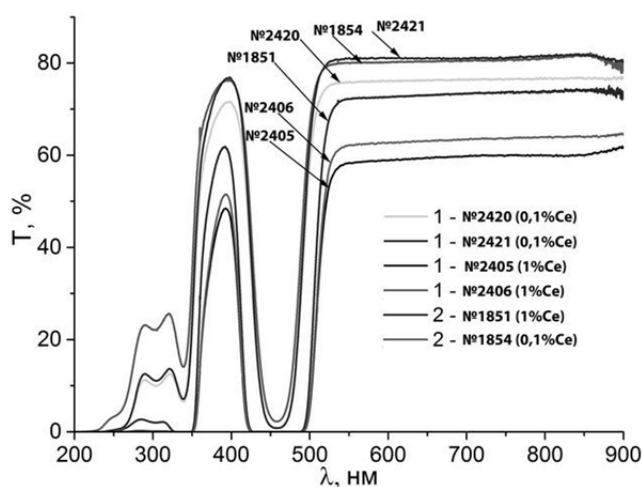


Рис. 2. Спектры оптического пропускания образцов $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$

Интенсивность полос поглощения ионов церия, а также коэффициент пропускания в области 500–900 нм, определяющий оптическое качество образцов, непосредственным образом зависит от концентрации ионов Ce^{3+} в решётке YAG (Рис. 1 и 2). Чем ниже концентрация ионов церия, тем выше оптическое качество образцов. Мы предполагаем, что это может быть связано с нехваткой времени атмосферного отжига для образцов с более высокой концентрацией активатора. Образцы керамик не отожжённые после просеивания через сито 200 меш, по-видимому, содержат более высокую пористость и другие дефекты кристаллической структуры YAG образованные вследствие попадания в порошок органики. В результате анализа спектров оптического поглощения и пропускания можно сделать вывод, что образцы, синтезированные вторым способом, содержат меньшее количество ионов Ce^{3+} . Исходя из этого результата, первый подход более предпочтителен с точки зрения точной дозировки допанта.

Спектры РЛ образцов измерены в диапазоне 200-800 нм (Рис. 3). Из рисунков видно, что у всех образцов наблюдается интенсивная полоса свечения с максимумом в районе 525–538 нм, соответствующая излучательным $5d \rightarrow {}^2F_{5/2}$, ${}^2F_{7/2}$ переходам в ионе Ce^{3+} . При росте концентрации допанта максимум спектра свечения сдвигается с 525 до 538 нм. В области 240-460 нм наблюдается свечение процессов распада автолокализованных экситонов (АЛЭ) в матрице YAG. Сложная форма полосы АЛЭ обусловлена наличием полос поглощения Ce^{3+} в этой области. Дополнительно на спектрах наблюдаются полосы неконтролируемых примесей РЗЭ Gd^{3+} и Tb^{3+} (Рис. 3), наличие которых в ничтожных количествах не влияет на основное свечения ионов Ce^{3+} . Интенсивность полосы АЛЭ косвенно указывает на относительную концентрацию ионов церия в YAG. Чем выше концентрация церия, тем ниже интенсивность полосы АЛЭ. Исходя из этого, по спектрам РЛ, также, как и по спектрам оптического поглощения и пропускания, можно сделать вывод (см. выше) о меньшем содержании ионов Ce^{3+} в решётке YAG при втором способе синтеза керамики.

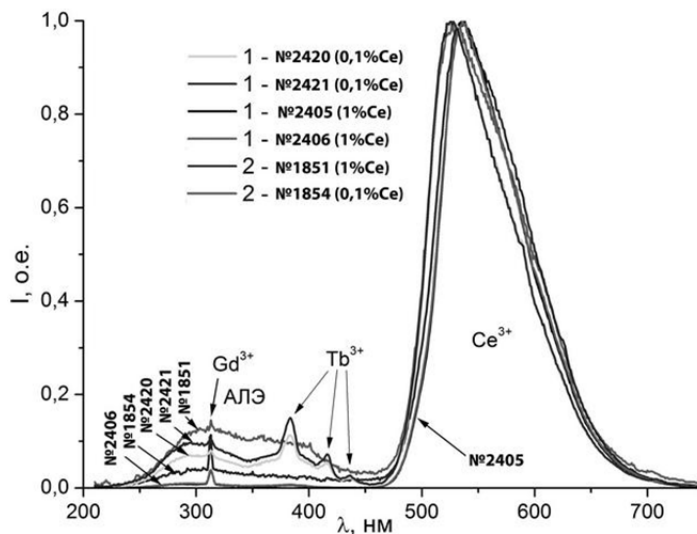


Рис. 3. Спектры РЛ образцов прозрачной керамики $\text{Ce}^{3+}:\text{YAG}$

1. C. Greskovich, S. Duclos, *Annu. Rev. Mater. Sci.*, **27** (1), 69–88, (1997).
2. S.N. Bagayev, V.V. Osipov, V.I. Solomonov, V.A. Shitov, R.N. Maksimov, K.E. Lukyashin, S.M. Vatnik, I.A. Vedin, *Opt. Mater*, **34**, 1482–1487, (2012).
3. V.V. Osipov, V.A. Shitov, V.I. Solomonov, K.E. Lukyashin, A.V. Spirina, R.N. Maksimov, *Ceramics International*, **41**, 13277–13280, (2015).
4. V.V. Osipov, Yu.A. Kotov, M.G. Ivanov, et al., *Laser Phys.*, **16**, 116–125, (2006).

ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФИДА СЕРЕБРА

Котко А.С., Латышев А.Н., Овчинников О.В.

ФГБОУ ВПО «Воронежский Государственный Университет», Воронеж, Россия

Обнаружено, что при использовании в качестве пассиватора тиогликолевой кислоты, синтез наночастиц сульфида серебра может проходить за счёт лабильной серы пассиватора без добавления в качестве прекурсора серосодержащего вещества. При этом формируются наночастицы с достаточно малой дисперсией по размерам, а в спектрах поглощения и люминесценции наблюдаются экситонные полосы. Добавление сульфида натрия в тех же остальных условиях синтеза приводит к формированию наночастиц сульфида серебра с высокой дисперсностью по размерам и исчезновению экситонных полос.

Абсорбционные и люминесцентные свойства наночастиц сульфида серебра продолжают быть в поле зрения исследователей в виду того, что они являются перспективными с точки зрения их применения в устройствах преобразования лучистой энергии, фотокатализе и биохимии [1]. По своим свойствам наиболее интересны наночастицы (квантовые точки), имеющие размеры в диапазоне нескольких нанометров, поскольку у них достаточно сильно проявляются эффекты квантовой размерности. Однако эти проявления зависят от условий синтеза и способа стабилизации наночастиц, определяющих не только размеры, но их структуру и форму, которые в свою очередь влияют на энергетические состояния. Так, в работе [2] изменением начальной концентрации азотнокислого серебра и времени реакции его с 3-меркаптопропионовой кислотой (МПА) синтезировались структуры типа ядро-оболочка, состоящие из квантовой точки Ag_2S , окружённой лигандами. Размер ядер в зависимости от условий синтеза менялся от 1,5 до 6,3 нм. При этом в спектрах поглощения таких объектов наблюдались сравнительно узкие экситонные полосы в области от 353 нм до 1010 нм (3,53 эВ – 1,23 эВ), возникновение которых приписывалось квантоворазмерному эффекту. В спектре люминесценции этих объектов зафиксированы полосы в диапазоне от 510 нм до 1221 нм, что, по мнению авторов, также указывало на наличие квантоворазмерного эффекта. В то же время применение других способов синтеза (реакция диэтилдитиокарбамата серебра с 1-додекантиолом) приводит к тому, что экситонные полосы в спектрах поглощения наночастиц отсутствуют [3]. В работе [4] сначала синтезировался диэтилдитиокарбамат серебра, который затем подвергался термическому распаду. Это дало возможность получить наночастицы сульфида серебра размером от 2,4 нм до 7,0 нм, спектры поглощения которых также не имели экситонных полос. Таким образом, по литературным данным существует разногласие относительно существования экситонных полос в спектрах поглощения и люминесценции наночастиц сульфида серебра. Нами были проведены исследования наночастиц сульфида серебра, синтезированных благодаря химической реакции азотнокислого серебра с лабильной серой, содержащейся в тиогликолевой кислоте (SHCH_2COOH) (образец №1), а также в сульфиде натрия, использованного в качестве прекурсора (образец №2).

На Рис. 1 представлены спектры поглощения этих образцов. Хорошо видно, что образец №1 имеет полосы вблизи 550 нм и 600 нм. В тоже время в спектре образца №2 таких полос не наблюдаются даже при разбавлении образца водой и уменьшении оптической плотности. Край поглощения смещён в длинноволновую область. На Рис. 2 показаны электронные фотографии образцов, их электронограммы и распределение наночастиц по размерам для них. Электронограммы указывают на то, что в образцах присутствуют наночастицы сульфида серебра. Средний размер наночастиц в первом образце ($2,5 \pm 0,5$) нм. Второй образец содержит помимо сравнительно мелких наночастиц ещё и более крупные. Дисперсия по размерам образца №2 значительно превосходит образец №1. Можно предположить, что отсутствие особенностей в спектре поглощения и смещение его края вызваны этим обстоятельством.

На Рис. 3 представлены спектры люминесценции в видимой и ближней инфракрасной области. Для образца №1 наблюдается полоса при 615 нм, длинноволновый сдвиг который относительно экситонного максимума в спектре поглощения составляет 0,1 эВ, что характерно

для стоксового сдвига полосы люминесценции. В спектре люминесценции образца №2 в этой области спектра люминесценция заметной интенсивности отсутствует. В тоже время в ближней инфракрасной области вблизи 900 – 1000 нм для обоих образцов существует полоса, положение и форма которой практически не зависит от условия синтеза и размера наночастиц.

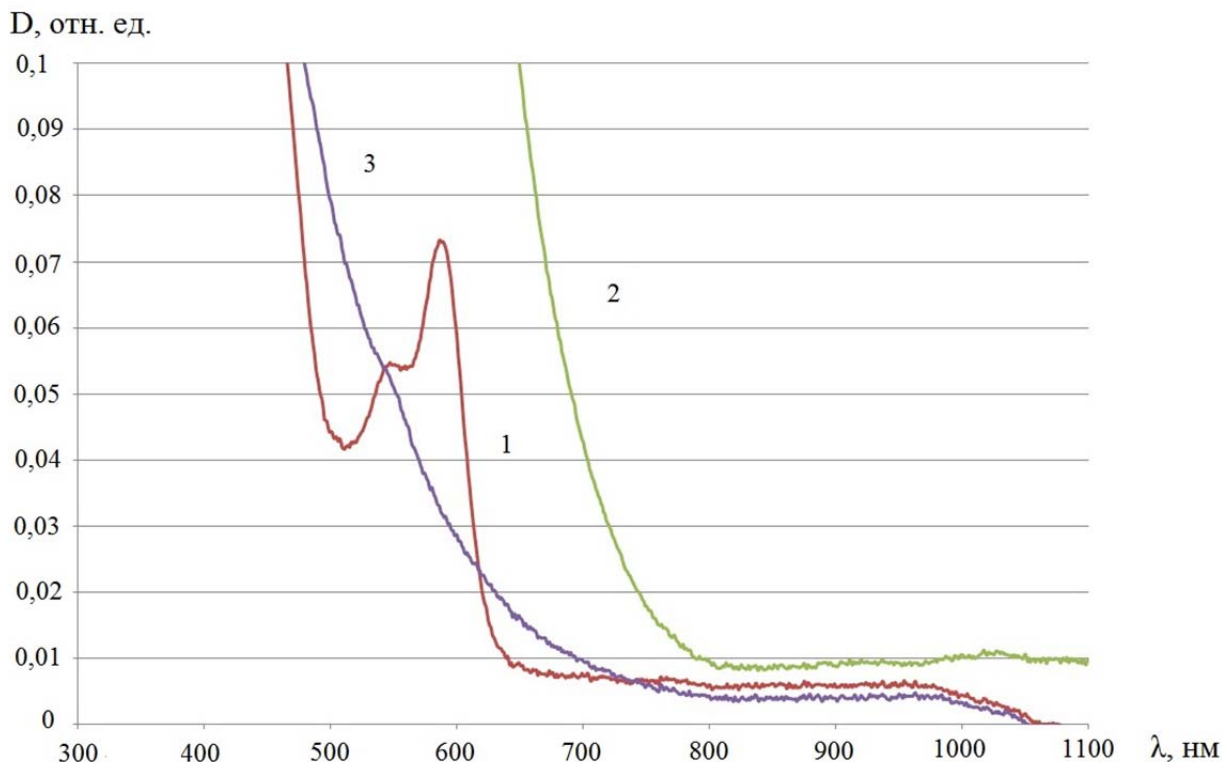


Рис. 1. Кривая 1 - спектр поглощения образца № 1, кривая 2 – спектр поглощения образца № 2, кривая 3 – спектр поглощения образца № 2, разбавленного водой в 10 раз

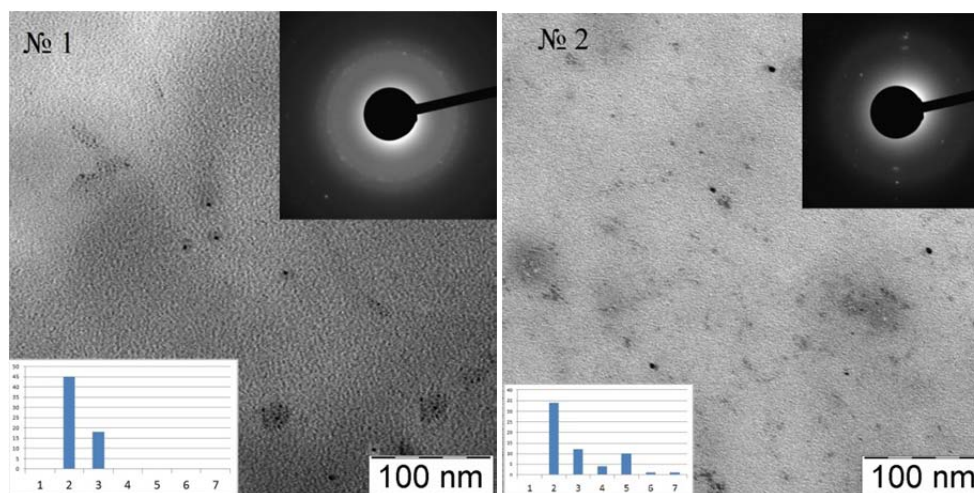


Рис. 2. Фотографии просвечивающей электронной микроскопии, гистограммы распределения по размерам объектов ансамбля, электронограммы образцов, полученные от представленных изображений просвечивающей электронной микроскопии, для образцов 1 и 2 соответственно

Таким образом, показано, что без добавления прекурсора сульфида натрия в присутствии тиогликолевой кислоты, содержащей серу, происходит синтез наночастиц сульфида серебра. При этом наночастицы могут иметь размер 2 – 3 нм при сравнительно малой дисперсии по размеру. В спектрах поглощения и люминесценции этих наночастиц наблюдается экситонная полоса. В условиях обычной реакции при добавлении в реактор в качестве прекурсора сульфида натрия образуются наночастицы с большой дисперсией по размеру. Экситонные полосы в этом случае не наблюдаются. Поэтому можно считать доказанным, что формирование

наночастиц сульфида серебра с явно выраженным размерным эффектом в спектрах поглощения и люминесценции в сильной степени зависит от условий синтеза. При этом малые концентрации ионов серы в реакторе предпочтительнее для получения однородных наночастиц, проявляющих размерный эффект.

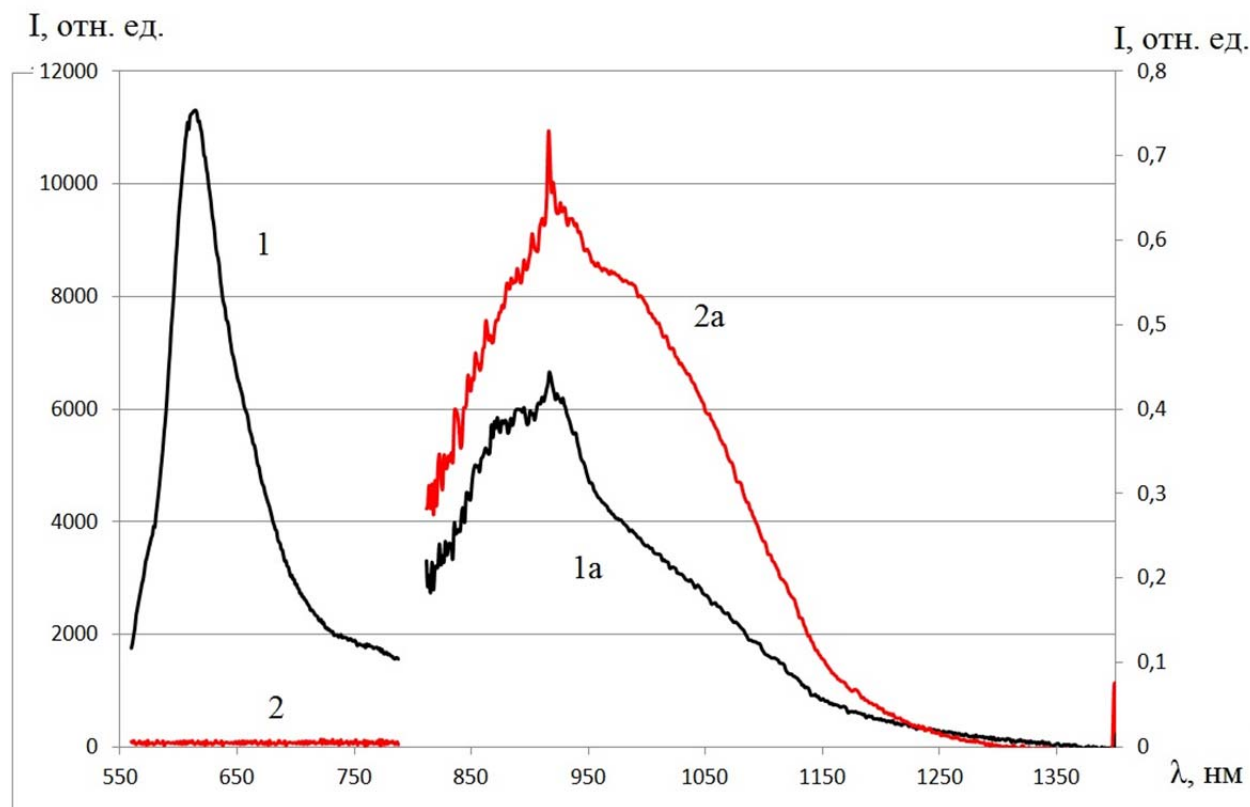


Рис. 3. Кривые 1,1a – спектры люминесценции образца № 1, кривые 2,2a – спектры люминесценции образца № 2

1. Rijun Gui , Hui Jin, Zonghua Wang , Lianjiang Tan, *Coordination Chemistry Reviews*. 2015. V. 296, P. 91–124.

2. Peng Jiang, Chun-Nan Zhu, Zhi-Ling Zhang, Zhi-Quan Tian , Dai-Wen Pang , *Biomaterials*. 2012. V. 33. P. 5130e5135.

3. Shu Lin, Yu Feng, Xiaoming Wen, Pengfei Zhang, Sanghun Woo, Santosh Shrestha, Gavin Conibeer, Shujuan Huang, *J. Phys. Chem. C*. 2015. V. 119 (1). P. 867–872

4. Yejun Zhang, Yongsheng Liu, Chunyan Li, Xueyuan Chen, and Qiangbin Wang , *J. Phys. Chem. C*. 2014. V. 118. P. 4918–4923.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

Дроздова Д.А., Рыжова В.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию физических свойств и параметров сцинтилляционных кристаллов для последующего использования их в оптико-электронных приборах разного назначения.

В современном мире с каждым днем все больше растет необходимость регистрации различных типов физических полей и ядерных излучений. Одним из наиболее эффективных средств для решения данных задач является использование сцинтилляционных кристаллов [1-7]. Сцинтилляционные детекторы широко используются в ядерной физике для изучения спектров излучений радиоактивных нуклидов, для измерения времен жизни возбужденных состояний атомных ядер, для исследования космического излучения как в наземных лабораториях, так и на спутниках Земли, и для решения многих других задач [2].

Сцинтилляторы такого типа используются в составе высокочувствительных приемных блоков современных радиометров и гамма-спектрометров на основе твердотельных фотоумножителей для регистрации энергетических спектров слабых физических полей. При этом особую сложность представляет техническая реализация оптимального варианта стыковки приемника и сцинтиллятора с точки зрения возможности сформировать на чувствительной площадке сенсора требуемый поток излучения по интенсивности, форме и плотности распределения светового пятна, что обеспечит достижение эксплуатационных характеристик прибора. Для решения указанной задачи необходимо знать достаточно точно значение показателя преломления кристалла, который определяет потери излучения гамма-вспышки при переотражениях от границ раздела сред грань кристалла – воздух, амплитудный коэффициент пропускания в материале и, в конечном итоге, величину светового потока на чувствительной площадке детектора

С точки зрения исследования сцинтилляционных кристаллов известны эксперименты с целью выяснения таких их параметров, как световыход, спектральный состав и время высвечивания, однако относительно таких свойств, как показатель преломления, шероховатость, зависимость оптических параметров кристалла от угла падения излучения исследований было относительно небольшое количество [6, с. 528-532; 3, С.357-374]. Именно поэтому целью данной работы является исследование перечисленных выше свойств с помощью метода эллипсометрии.

Теоретическая часть.

При отражении электромагнитной волны от границы раздела двух сред (Рис.) компоненты вектора \vec{E} , лежащие в плоскости падения (p-компонента) и перпендикулярные к ней (s-компоненты), изменяются по величине и по фазе. Вследствие этого изменяются параметры эллипса поляризации, которые и подлежат определению в эллипсометрии [4, с. 144 - 156].

Разложим на составляющие векторы \vec{E} падающей и отраженной волн по перпендикуляру к плоскости падения a (s-составляющие) и в плоскости падения (p-составляющие):

$$E = Aa + B[na], \quad (1)$$

$$E' = A'a + B'[n'a], \quad (2)$$

Здесь $a = [mq]$, n, n' - орты векторов рефракций m, m' (т.е. волновые нормали) падающей и отраженной волн.

В общем случае отношение комплексных амплитуд отраженных волн можно записать в виде (3)

$$\frac{B'/B}{A'/A} = \frac{r_p}{r_s} = \rho, \quad (3)$$

В эллипсометрии это уравнение записывается через поляризационные углы Ψ и Δ , которые вводятся следующим образом (4):

$$\rho = \tan \Psi e^{i\Delta}, \quad (4)$$

Уравнение (4) можно записать иначе (5):

$$\tan \Psi e^{i\Delta} = \frac{B' A}{A' B} = \frac{\tan \alpha}{\tan \alpha'}, \quad (5)$$

Где $A/B = \tan \alpha$, $\tan \alpha' = A'/B'$, α и α' – азимуты поляризации падающей и отраженной волны, в общем случае комплексные.

Эти уравнения устанавливают связь между экспериментально измеряемыми параметрами Ψ и Δ , или α и α' и оптическими параметрами кристалла.

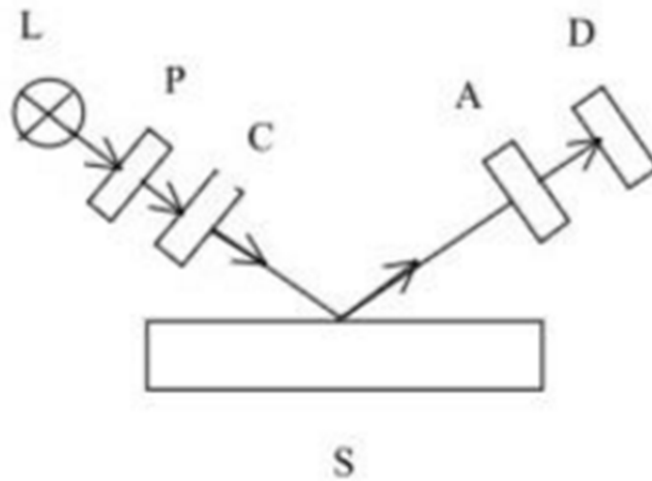


Рисунок. Схема эллипсометра

L — источник излучения; P — поляризатор; A — анализатор; C — компенсатор; D — фотоприемник; S — исследуемый образец

По закону отражения $\sin \varphi_1 = \sin \varphi_2$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$. Выражения для амплитуд в плоскости падения и перпендикулярные к ней можно записать в виде:

$$\frac{B'}{B} = r_p = r_{\parallel} e^{i\varphi_{\parallel}}, \quad (6)$$

$$\frac{A'}{A} = r_s = r_{\perp} e^{i\varphi_{\perp}}, \quad (7)$$

Учитывая соотношения (5) и закон Снеллиуса, и возведя получившееся выражение в квадрат, можем получить уравнение для определения показателя преломления для эксперимента, проведенного в воздухе, в виде :

$$\left. \begin{aligned} n_2^2 - k_2^2 &= \sin^2 \varphi \left[1 + \frac{\tan^2 \varphi (\cos^2 2\Psi - \sin^2 2\Psi \sin^2 \Delta)}{(1 + \sin 2\Psi \cos \Delta)^2} \right] \\ 2n_2 k_2 &= \frac{\sin^2 \varphi \tan^2 \varphi \sin 4\Psi \sin \Delta}{(1 + \sin 2\Psi \cos \Delta)^2} \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

Таким образом, можно определить n_2 и k_2 исследуемого изотропного кристалла, если известен показатель преломления окружающей среды и измерены поляризационные углы Ψ и Δ при одном угле падения φ .

Экспериментальная часть.

Проведение эксперимента по данному методу основывается на нахождении набора азимутальных углов поляризатора, компенсатора и анализатора, при котором интенсивность светового потока, падающего на фотоприемник, равна нулю. Измерения проводятся при таком угловом положении компенсатора, что его быстрая ось находится под углом 45° или -45° к плоскости падения пучка света на образец. После снятия набора значений поляризатора и анализатора при разных углах падения и для двух положений компенсатора соответственно полученные значения распределяются по зонам, а затем проводятся вычисления для поляризационных углов Δ и Ψ . После этого найденные значения усредняются по зонам, после чего можно начинать анализировать зависимости поляризационных углов от угла падения пучка света, а также вычислять физические постоянные для конкретного кристалла, для которого проводилось исследование.

Таким образом, исследование сцинтилляционных кристаллов с помощью метода эллипсометрии дает возможность вычислить различные свойства кристалла, а также

исследовать зависимости поляризационных углов от угла падения пучка света, что дает дополнительную информацию о возможностях дальнейшего использования кристалла в оптико-электронных приборах.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01).

1. Peter F. Bloser ; Jason Legere ; Christopher Bancroft ; Mark L. McConnell ; James M. Ryan and Nathan Schwadron " Scintillator gamma-ray detectors with silicon photomultiplier readouts for high-energy astronomy ", Proc. SPIE 8859, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVIII, 88590A (September 26, 2013)

2. Nuclear Security Applications of Antineutrino Detectors: Current Capabilities and Future Prospects A. Bernstein, G. Baldwin, B. Boyer, M. Goodman, J. Learned, J. Lund, D. Reyna, and R. Svoboda Science and Global Security, 2010, Volume 18, pp. 127-192

3. Коржик, М. В.; Борисевич, А. Е.; Дробышев, Г. Ю.; Зуевский, Р. Ф.; Мисевич, О. В.; Федоров, А. А., Фундаментальные и прикладные физические исследования. 1986–2001 гг.: Сб. тр.;С.357-374

4. Константинова А.Ф., Гречушников Б.Н., Бокуть Б.В., Валяшко Е.Г. Оптические свойства кристаллов - Минск: Наука и техника, 1995. - 302 с.

5. 4.Панков Э.Д., Коротаяев В.В. Поляризационные угломеры. – М.: Недра, 1992. – 240 с.:ил.

6. Горшков М.М. Эллипсометрия, М.: "Сов. радио" 1974. — 200 с.

7. Свэнк Р К "Характеристики сцинтилляторов" УФН 58 519–553 (1956)

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МАРГАНЦА В ВЫСОКОПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ФОСФАТНЫХ СТЕКЛАХ

Севастьянова И.М., Федоров Ю.К., Асеев В. А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Были синтезированы высокопреломляющие стекла следующего состава: $50 \text{ PbO} - 50 \text{ P}_2\text{O}_5 - x \text{ MnO}_2$ ($x = 0,1-13$ мол %). Марганец в свинцово-фосфатных стеклах имеет преимущественно валентную форму $2+$, Длина волны максимума излучения марганца зависит от его концентрации.

На данный момент существует две основных технологии получения мощных белых светодиодов: когда на один чип помещают излучатели различных цветов - синего, зеленого и красного (RGB светодиоды), и когда на источник излучения наносят люминофор, который преобразует излучение в излучение другого диапазона и их смешение дает белый свет (конверсионные светодиоды). Конверсионные светодиоды просты в изготовлении и являются более дешевым источником излучения чем RGB светодиоды.

Наиболее распространённым методом создания конверсионных светодиодов является нанесение на синий светодиод на основе InGaN желтого люминофора (порошок YAG:Ce) [1]. Однако свечение такого источника дает низкий коэффициент цветопередачи и является так называемым «холодным», так как их излучение не охватывает всего видимого диапазона. Одним из методов создания белого светодиода нейтрального или теплого свечения является добавление дополнительного красного люминофора. Это бывают кристаллические порошки или стекла, активированные редкоземельными элементами (Eu и Sm) [2] или переходными элементами (Mn).

Перспективным типом люминофоров является люминофор в стекле. Данный материал представляет собой композит, где в объеме стекла распределен порошок кристалла YAG:Ce. Есть возможность управлять показателем преломления стекла с помощью состава и сравнить с показателем преломления YAG:Ce, что уменьшит рассеяние, отражение и другие эффекты, происходящие на границе раздела сред [3], и дополнительно активировать стекло ионами, излучающими в красной области света.

Стекла, активированные ионами марганца являются относительно дешевым материалом, и обладают широкой полосой люминесценции и поглощения. Также возможно увеличение показателя преломления за счет введения свинца в состав стекла. Выбор свинцово-фосфатной матрицы обусловлен ее высокой химической и термической стабильностью, а также возможностью введения высоких концентраций ионов марганца.

Целью данной работы является определение оптимальной концентрации MnO_2 в свинцово-фосфатных стеклах, предназначенных для использования в качестве люминофоров.

В рамках сформулированной цели были поставлены следующие задачи:

1. синтез свинцово-фосфатных стекол, активированных различными концентрациями иона марганца (0,1-13 мол%)
2. определение валентной формы, в которой находится марганец в свинцово-фосфатной матрице
3. исследование спектрально-люминесцентных свойств марганца в стеклах, а также определение абсолютного квантового выхода иона марганца

Синтез стекла

В ходе работы было синтезировано 8 образцов состава $50 \text{ PbO} - 50 \text{ P}_2\text{O}_5 - x \text{ MnO}_2$ ($x = 0,1; 1; 3; 5; 7; 10; 13$ мол %). Для синтеза был использован реактив $\text{Pb}(\text{PO}_3)_2$, гранулированный, марки ОСЧ 7-3. Синтез проведен в кварцевых тиглях с расчетом шихты на 100 г стекла. Реактивы были засыпаны и прогреты на подъеме температур 700-900 0С. В ходе синтеза стекла происходило высвобождение большого количества восстановителя - органического вещества, состав которого неизвестен. Соответственно, синтез выполнен в жестких восстановительных условиях. Механическая гомогенизация была осуществлена с помощью кварцевой мешалки при температуре 1000 0С в течение 30 минут со скоростью 30 об/мин. Отлив стекла произведен при температуре 750 0С в графитовую форму. Все образцы подвергались отжигу при температуре

350 0С. Стекла представляли собой плоскопараллельные полированные пластины толщиной 4 – 5 мм

Методики измерений.

Спектры люминесценции были зарегистрированы с помощью устройства C9920-02 Absolute PL quantum yield spectrometer от фирмы Hamamatsu с возбуждением на длине волны 410 нм и в диапазоне 500-850.

Спектры поглощения были измерены с помощью спектрофотометра PerkinElmer lambda 600 в диапазоне 300-600 нм, с шагом 0,1 нм и временем интеграции 1 с. Для разложения спектров по Гауссу был использован математический пакет Origin.Pro 2016.

Результаты.

Предыдущие исследования стекол, содержащих марганец [4] показывают, что его ионы могут находиться в двух состояниях: двухвалентном и трехвалентном. Содержание в стекле ионов Mn^{3+} приводит к окрашиванию стекла в цвет от светло- до темно-пурпурного, в зависимости от концентрации. Этот окрас обусловлен широкой полосой поглощения в видимой области с максимумом на 520 нм, которая принадлежит ионам Mn^{3+} .

Для идентификации полос поглощения было произведено разложение спектра по гауссу на узкие пики. Типичный спектр разложения представлен на Рис. 1 для образца с концентрацией MnO_2 7 мол %. Критерии разложения: совпадение суммарного спектра разложения с измеренным, соответствие длин волн и количества полос литературным данным [4].

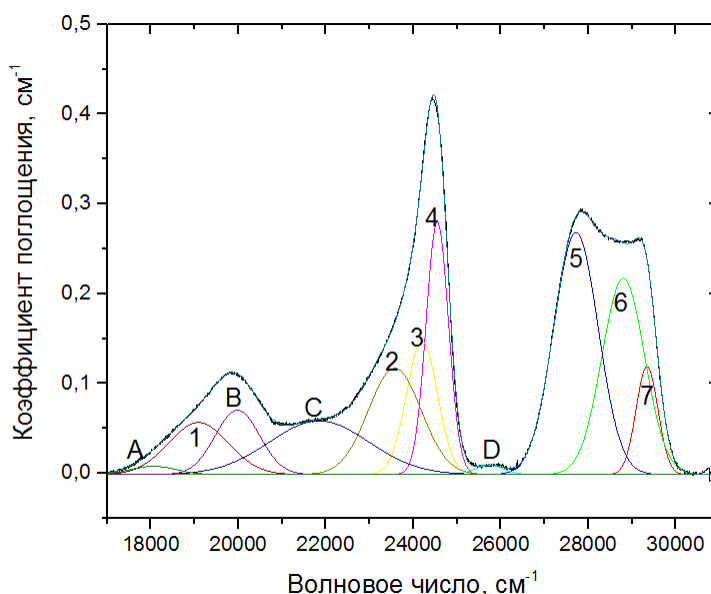


Рис. 1. Разложение спектра поглощения по Гауссу

Далее представлены спектральные переходы, зарегистрированные в свинцово-фосфатных стеклах. Цифры – полоса поглощения Mn^{2+} , буквы – Mn^{3+}

1	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4T_{1g}({}^4G)$	19 073
2	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4G)$	23 581
3	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4A_{1g}({}^4G)$	24 164
4	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4E_g({}^4G)$	24 544
5	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4T_{2g}({}^4D)$	27 724
6	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4E_g({}^4D)$	28 818
7	${}^6A_{1g}(S) \rightarrow {}^4T_{1g}(P)$	29 343
A	${}^5B_{1g} \rightarrow {}^5A_{1g}$	18 037
B	${}^5B_{1g} \rightarrow {}^5B_{2g}$	19 992
C	${}^5B_{1g} \rightarrow {}^5E_g$	21 872
D	${}^5B_{1g} \rightarrow {}^5E_g^c$	25 766

Спектры люминесценции всех образцов представляют собой широкую полосу в спектральном диапазоне ≈ 650 нм.

Как видно из графика (Рис. 2), с увеличением концентрации ионов марганца в стекле максимум люминесценции сдвигается в длинноволновую область спектра. Излучение Mn^{2+} состоит из одной широкой полосы, обусловленной переходом с возбужденного уровня $4T_1(G)$ на основной уровень $6A_1(S)$. Энергия возбужденного состояния $4T_1(G)$ сильно зависит от окружения излучающего центра. С увеличением концентрации Mn энергия возбужденного уровня $4T_1(G)$ уменьшается, что приводит к сдвигу максимума люминесценции в длинноволновую часть спектра.

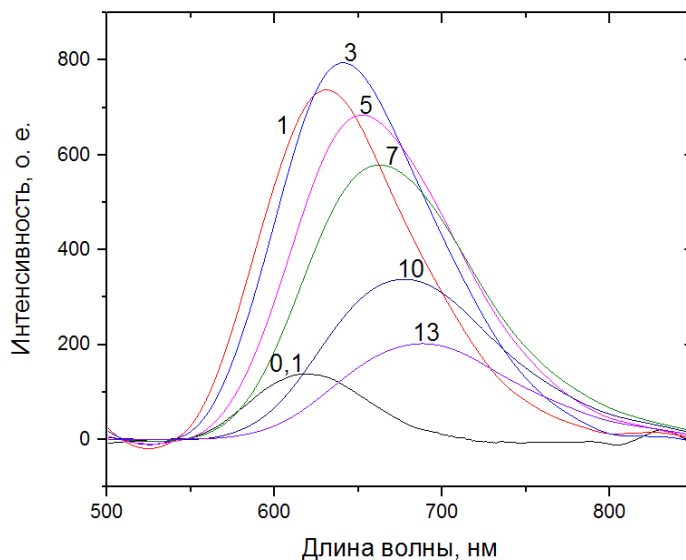


Рис. 2. Спектры люминесценции стекол с марганцем. Цифрами указана концентрация Mn^{2+}

Выводы

1. Спектроскопия поглощения показала, что марганец в свинцово-фосфатных стеклах имеет преимущественно валентную форму $2+$
2. Люминесценция марганца в свинцово-фосфатных стеклах наблюдается в спектральном диапазоне 620-690 нм, длина волны максимума излучения зависит от концентрации излучательных центров в стекле.

1. H. Shi, C. Zhu, J. Huang, J. Chen, D. Chen, W. Wang, F. Wang, Y. Cao, X. Yuan, *Optical materials express*, **4**, №4, 649, (2014)
2. S. Okamoto, H. Yamamoto, *Electrochem. Solid-State Lett.* **10**, №10, J139-J142, (2007)
3. Y.K. Lee, J.S. Lee, J. Heo, W.B. Im, W.J. Chung, *Opt. Lett.*, **37**, 3276-3278, (2012)
4. I. Konidakis, C. P. E. Varsamis, E. I. Kamitsos, D. Möncke, D. Ehrt, *J. Phys. Chem.*, **114**, 9125-9138, (2010)

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (идентификатор проекта RFMEFI58715X0012). Работа является частью проекта 382-PiGnano инициативы ERA.Net RUS Plus 2013-2018 в рамках консорциума со Swiss Federal Laboratories for Materials Science and Technology (Швейцария) и Hamburg University of Technology (Германия).

ВЛИЯНИЕ LiBr НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Галкин Н.Г. *, Ян Д.Т. **

- * Институт автоматизируемых процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия
** Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Предложен метод повышения интенсивности фотолюминесценции пористого кремния путем пассивации поверхности в растворе бромида лития (LiBr), в результате которой происходит уменьшение числа оборванных связей на поверхности. Этот процесс сопровождается увеличением интенсивности фотолюминесценции пористого кремния. В работе приведены АСМ-измерения поверхности пористого кремния при обработке растворами с различной концентрацией LiBr.

Эксперимент

Для проведения эксперимента был использован [1-8] монокристаллический кремний р-типа (100), 10 Ом·см. Образцы пористого кремния были получены в результате анодного травления в 40% растворе $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}=1:1$ при плотности тока $20 \text{ mA}/\text{cm}^2$ в течение 20 мин. Один из полученных образцов в дальнейшем был использован для сравнения в качестве эталона, а остальные 5 образцов были обработаны растворами LiBr различных концентраций: S/2, S/2,5, S/4, S/10 и S/100 (где S=1,66 г/моль – растворимость LiBr в воде при 20°C). Затем образцы промывались в деионизованной воде и высушивались в атмосфере азота.

Результаты и обсуждение

На Рис. 1. показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов пористого кремния, обработанных растворами LiBr с различными концентрациями. Максимальная интенсивность ФЛ соответствует образцу со значением концентрации раствора S/4. Интенсивность пика ФЛ возрастает от 0,029 до 0,1747. При снижении концентрации раствора LiBr наблюдается спад интенсивности ФЛ. Рост интенсивности ФЛ ПК происходит вследствие пассивации поверхности растворами LiBr.

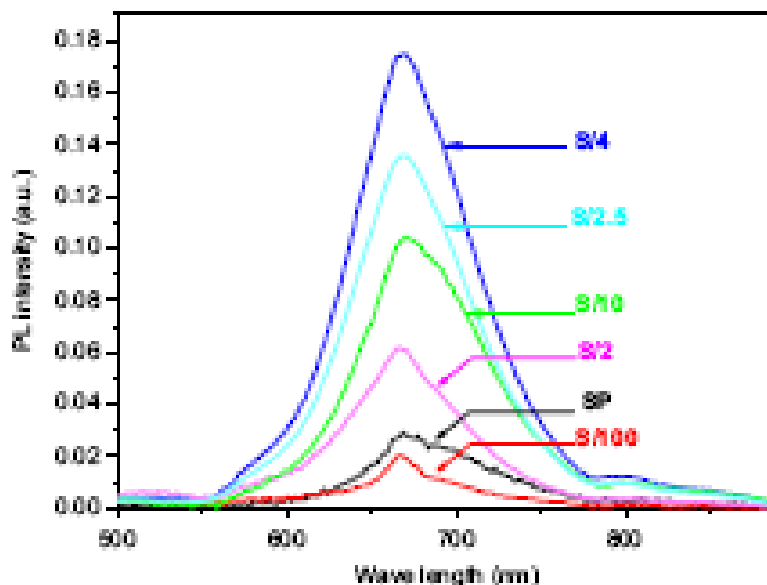


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов пористого кремния, полученных в результате обработки растворами LiBr с различными концентрациями

На Рис. 2 показаны АСМ-изображения образцов ПК, полученных в результате взаимодействия с растворами LiBr различных концентраций. Из сравнения изображений можно сделать вывод, что при пассивации поверхности ПК происходит рост размеров кристаллитов при увеличении концентрации раствора.

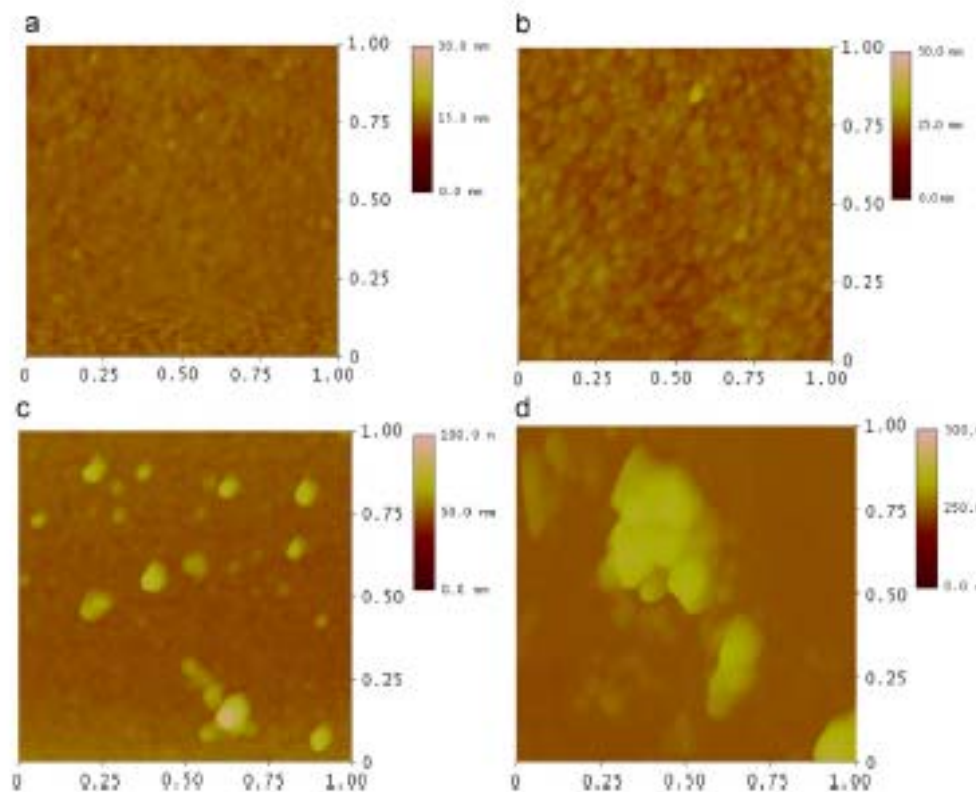


Рис. 2. АСМ-изображения образцов пористого кремния, полученных после взаимодействия с растворами LiBr: ПК (а), S/10 (b), S/4 (с) и S/2 (d)

1. R. Boukherroub, S. Morin, D.D.M.Wayner, D.J. Lockwood, Phys. Status Solidi A 182 (2000).P. 117.
2. A. Daami, G. Bremond, L. Stalmans, J. Poortmans, J. Lumin. 80 (1998).P. 169.
3. A. Chouket, J. Charrier, H. Elhouichet, M.Oueslati, J.Lumin.1 29(2009). P.461.
4. R.Boukherroub,D.D.M.Wayner,G.I.Sproule,D.J.Lockwood,L.T.Canham, Nano Lett.1(2001). P.713.
5. R.Boukherroub, D.D.M.Wayner, D.J. Lockwood, Appl.Phys.Lett.81 (4)(2002) 601.
6. X.J. Li, D.L. Zhu, Q.W. Chen, Y.H. Zhang, Appl.Phys.Lett.74 (1999)389.
7. R.Prabakaran,T.Monteiro,M.Peres,A.S.Viana,A.F.daCunha,H.A'guas,A.Gonc-alves, E.Fortunato,R.Martins,I.Ferreira,ThinSolidFilms515(2007)8664.
8. Y.W.Lu,X.W.Du,J.Sun,X.Han,J.Appl.Phys.100(2006)063512.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ОДНОМЕРНЫХ И ТРЕХМЕРНЫХ ГИБРИДНЫХ ФОТОН-ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ FDTD

Корюкин А.В., Ахмадеев А.А., Газизов А.Р., Салахов М.Х.

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия
Институт перспективных исследований Академии Наук Республики Татарстан,
Казань, Россия

В данной работе проведено компьютерное моделирование распространения света в гибридных фотон-плазмонных кристаллах методом FDTD. Проведен анализ полученных спектров для структур с разными параметрами. Даны рекомендации для изготовления гибридных фотон-плазмонных кристаллов.

Гибридные фотон-плазмонные кристаллы (ГФПК) - металл-диэлектрические структуры (где диэлектрик – фотонный кристалл), в которых могут существовать как плазмонные (поле сконцентрировано близко к металлу), так и фотонные (поле распределено в пределах диэлектрика) моды. Основная задача ГФПК – усилить взаимодействие света и вещества. Такие структуры находят применение в сенсорах [1], лазерах [2], в фотонных схемах и являются перспективными в таких приложениях, как увеличение расстояния распространения плазмонов. Такие структуры можно условно поделить на три вида – в зависимости от типа фотонного кристалла – одномерные [1,2,3], двумерные [4], трехмерные [5]. В данной работе исследовались все три типа ГФПК. На сегодняшний день более изученными являются одномерные ГФПК: получены их численные и экспериментальные спектры, найдено применение в разных приложениях. Менее изучены двумерные и трехмерные структуры. Тем не менее, особый интерес представляют именно трехмерные ГФПК. Одна из причин – это «совмещение» особенностей одномерной и двумерной структур. Например, двумерный ГФПК обладает структурированной поверхностью, позволяющей дифракционное возбуждение поверхностных плазмонов, а одномерный – периодичностью в направлении перпендикулярном поверхности – позволяющей возбуждение таммовских плазмонов [3].

Для того чтобы получить ГФПК с необходимыми оптическими свойствами, нужно выбрать два основных параметра – материалы гибридной структуры (показатель преломления фотонного кристалла и металлической части) и структурный параметр (диаметр сфер или толщина слоев фотонного кристалла и толщина металлического слоя). В данной работе были рассчитаны спектры ГФПК в зависимости от размерности фотонного кристалла, его периода и толщины металлического слоя. В качестве материала фотонного кристалла был выбран диоксид кремния, металлического слоя – золото. Проведен анализ спектров различных ГФПК, даны рекомендации для изготовления таких структур с нужными оптическими свойствами.

1. A.V. Baryshev, *Saint Petersburg*, 194, (2016).
2. C. Symonds, G. Lheureux, J.P. Hugonin, J.J. Greffet, J. Laverdant, G. Brucoli, A. Lemaitre, P. Senellart, J. Bellessa, *Nano Lett.*, **13**, 3179–3184, (2013.).
3. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh, *Phys.Rev. B*, **76**, 165415, (2007).
4. M. Lopez-Garcia, *Xullo*, 185, (2011).
5. A.V. Korovin, S.G. Romanov, *Phys. Rev. B*, **93**, 115440, (2016).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В СИСТЕМЕ “ЗОНД-МОЛЕКУЛА” С РАЗЛИЧНОЙ ВЗАИМНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ

Газизов А.Р., Салахов М.Х.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия
Институт перспективных исследований АН Республики Татарстан, Казань, Россия

В данной работе строится модель оптического взаимодействия в ближнем поле между зондом и молекулой. Производятся численные расчеты спектров гигантского комбинационного рассеяния света в системе с различными зондами при различной ориентации зонда и молекулы.

Задача теоретического описания ближнеполевого взаимодействия была поставлена группой Л. Новотного в статье [1]. В их концепции, заменяющей классическую парадигму оптики, используется дополнительный объект – *оптическая антенна* – который преобразует падающее электромагнитное поле в ближнее поле, благодаря чему усиливается взаимодействие падающего света с веществом. Ближнее поле характеризуется тем, что оно локализовано вблизи излучающих его объектов на расстояниях не больше нескольких длин волн, содержит экспоненциально затухающие волны с мнимыми компонентами волнового вектора, электрическое поле в нем имеет продольную компоненту ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$) и сдвиг фаз относительно магнитного поля [2]. В присутствии зонда происходит гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) света, и благодаря этому возможно увеличить оптическое разрешение до величины десятка нанометров. В этой статье Л. Новотный предлагает поляризуемость наноантенны полагать равной поляризуемости диэлектрической сферы с диэлектрической проницаемостью материала наноантенны, взятой на нужной частоте. Вместе с тем продольная компонента тензора поляризуемости антенны α_{\parallel} определяется численно с помощью комплексного коэффициента усиления:

$$\alpha_{\text{eff},\parallel} = 2\pi\epsilon_0\rho^3 f_e,$$

где f_e это комплексный коэффициент усиления поля, ϵ_m – диэлектрическая проницаемость сферы.

Наноантенны способствуют усилению взаимодействия свободно распространяющегося света с единичными излучателями или приемниками света, таким образом, способствуя выработке основы многих приложений оптики ближнего поля. Например, они могут усилить сигнал комбинационного рассеяния и флуоресценции на несколько порядков по величине и локализовать электромагнитную энергию на наномасштабе. Такие оптические антенны имеют приложения во многих областях нанонауки [3].

При рассмотрении взаимодействия в системе «антенна-молекула» в оптической микроскопии ближнего поля, Л. Новотный в своих статьях (например, в [4]) раскладывает его на элементарные процессы взаимодействия между зондом Р и образцом S, которые локально рассеивают падающее излучение \mathbf{E}_{in} . Каждое из этих взаимодействий в свою очередь представляется в виде последовательных процессов распространения и рассеяния света. Таким образом, общее излучаемое поле \mathbf{E}_{out} можно записать в виде суммы ряда в теории возмущений, аналогичному разложению Борна в стандартных задачах рассеяния. Подстрочные индексы для каждого члена обозначает порядок, в котором объекты (образец или зонд) рассеивают или испускают излучение:

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{E}_S + \mathbf{E}_P + \mathbf{E}_{SP} + \mathbf{E}_{PS} + \mathbf{E}_{SPS} + \mathbf{E}_{PSP} + \dots$$

В такой модели спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (TERS), которая основана на том, что используется лазерный свет для возбуждения колебательных мод образца, включает член \mathbf{E}_{PSP} , но с входными и выходными частотами, которые отличаются на величину, соответствующую энергии колебательных мод. Однако в такой модели описания взаимодействия света с образцом в TERS, становится невозможно объяснить то, что для разных колебательных мод необходим свой комплексный фактор усиления, который тем самым становится зависимым от образца. Более точно, измерения в ближнем поле регистрируют поле

\mathbf{E}_{out} , генерируемое токами, первичными или вторичными, которые определяют систему зонд-образец. Объединенная система может быть представлена в виде одной функции Грина \mathbf{G} – суммы функций Грина зонда \mathbf{G}_p и образца \mathbf{G}_s . Проблема, однако, заключается в том, что \mathbf{G}_s определяется в присутствии зонда и не отражает свойства одного только образца. Группа ученых Ю. Сайто, Т. Мино, С. Кавата, П. Верма и др. в своих работах развивают подход, при котором эксперименты TERS с контролируемой поляризацией используются для определения ориентации молекул, для контроля дипольного момента нанопровода, для определения симметрии образца и исследования локальных механических напряжений [5-8]. В этих экспериментах проявляется зависимость фактора усиления линий от поляризации ближнего поля.

В нашем подходе, при взаимодействии зонд и молекула наводят друг на друга дополнительный дипольный момент, их тензор поляризуемости изменяется, подобно тому, как емкость конденсатора отличается от емкости составляющих его уединенных проводников. Происходит модификация поляризуемости молекулы в присутствии оптической антенны. При рассеянии света в системе “зонд-образец” оптический сигнал от образца усиливается на величину, зависящую в общем случае и от параметров антенны и от параметров образца. В системе происходит ближнеполевое взаимодействие, и она приобретает дополнительный дипольный момент, зависящий от взаимного расположения молекулы и зонда.

Пусть каждый из диполей в отдельности обладает поляризуемостью α_i , где i – номер диполя. Система находится во внешнем однородном поле \mathbf{E}_0 частоты ω . Эффективные поляризуемости определяются по формуле [2]:

$$\mathbf{p}_i = \hat{\alpha}_i \mathbf{E}_i = \hat{\alpha}_i^{eff} \mathbf{E}_0, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_i – локальные поля в местах расположения диполей, \mathbf{p}_i – дипольные моменты. Локальные поля можно выразить как суперпозицию внешнего поля и полей диполей:

$$\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \sum_{j \neq i} \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j; \omega) \mathbf{p}_j. \quad (2)$$

В свою очередь, дипольные моменты выражаются через локальные поля по формуле (1). Таким образом, можно получить систему линейных уравнений на дипольные моменты или, используя определение эффективных поляризуемостей и (2), уравнения, связывающие эффективные и собственные поляризуемости. Модификация тензора поляризуемости происходит благодаря локальным полям в месте расположения диполя, отличающимся от внешнего поля; аналогичным образом модифицируется и раман-тензор.

Для изучения эффектов, к которым приводит модификация тензора поляризуемости, было проведено моделирование отклика ГКР на анизотропной молекуле – транс-изомере молекулы красителя дисперсного оранжевого (DO-3). Его тензор поляризуемости и производные тензора по нормальным модам были получены при квантово-химическом моделировании на основе теории функционала плотности (DFT) в варианте метода, реализованном в программе ORCA 3.0.3, при использовании гибридного функционала B3LYP, тройного-дзета поляризованного базисного набора def2-TZVP. Наличием окружающей среды в виде полимера пренебрегалось.

Система представляет собой молекулу, расположенную в начале координат и нанопровод, расположенную над ней на расстоянии 2 нм по оси Z . Для нахождения модифицированных тензоров поляризуемости и раман-тензоров использовалась сумма ближнеполевой и среднеполевой частей функции Грина свободного пространства [9]. Было проведено моделирование ГКР в системе с изотропным зондом при различных поляризациях. Обнаруживается различное поведение линий в спектре ГКР в различных поляризациях.

Затем было проведено моделирование ГКР в системе с анизотропным зондом с различной степенью анизотропии. При нормальном положении зонда (ось Z) возникает эффект неоднородного усиления линий в спектре в X - и Y -поляризациях света. Однако в Z -поляризации рассеянного света при освещении линейно-поляризованным по оси Z светом при нормальной ориентации антенны неоднородность усиления отсутствует.

Далее проводилось моделирование ГКР в системе при различных ориентациях зонда или молекулы. Поворот анизотропной антенны относительно точки, в которой располагается молекула, приводит к появлению эффекта неоднородного усиления линий в Z -поляризации

рассеянного света при освещении линейно-поляризованным по оси Z светом. Причина появления неоднородности усиления в том, что наклонная антенна усиливает электрическое поле вдоль оси антенны, тем самым поворачивая вектор поляризации в пространстве. В этом случае на молекулу воздействует две компоненты усиленного поля — одна поляризована вдоль диполя молекулы, другая поляризована перпендикулярно ему. А вследствие того, что интенсивность рассеяния света различными модами колебаний зависит от поляризации, сам фактор усиления интенсивности линий окажется различным для всех линий. В этом объяснение зависимости усиления от типа симметрии моды колебаний.

Были построены поверхности интенсивности рассеяния для выбранных мод колебаний в сферической системе координат при различной ориентации молекулы. По ориентации этих поверхностей можно определить направление, вдоль которого ориентация молекулы приводит к наибольшему усилению.

Таким образом, построена модель, в которой фактор усиления зависит от материала образца и от взаимной ориентации зонда и образца. Получили объяснение неоднородное усиление интенсивности линий спектра КР и зависимость фактора усиления от поляризации. Показано, что с помощью ориентации зонда можно управлять интенсивностью линий в спектре ГКР. Также становится возможным определять ориентацию молекулы в трех измерениях экспериментально по поляризованным спектрам ГКР.

1. L. Novotny, S.J. Stranck, *Annu. Rev. Phys. Chem.*, **57**, 303-331, (2006).
2. L. Novotny, B. Hecht, Cambridge: *Cambridge University Press*, (2006).
3. A. Hartschuh, *Angewandte Chemie International Edition*, **47**, 8178-8191 (2008).
4. L. Novotny, *Physics today*, **64**, 47-52, (2011)
5. Y. Saito, T. Mino, H. Yoshida, S. Kawata, P. Verma, *J. of Raman spectroscopy*, **43**, 2029-2034, (2012).
6. T. Mino, Y. Saito, P. Verma, *ACS Nano*, **8**, 10187-10195, (2014).
7. T. Mino, Y Saito, P. Verma, *Applied Physics Letters*, **109**, 041105, (2016).
8. S.S. Kharintsev, A.I. Fishman, S.K. Saikin, S.G. Kazarian, *Nanoscale*, **8**, 19867-19875, (2016).
9. H.F. Arnoldus, *J. of Modern Optics*, **50**, №5, 755-770, (2003).

МОДИФИКАЦИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Черников А.С., Хорьков К.С., Кочуев Д.А.

Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,
Владимир, Россия

Доклад посвящен применению способа изменения показателя преломления в оптическом волокне путем его модификации фемтосекундным лазерным излучением, согласно принципам пошаговой записи. Источником излучения является Yb:KGW-лазерная система, в качестве образца – одномодовое оптическое волокно SMF-28e⁺.

Одной из важнейших задач волоконной оптики является создание в оптических волокнах структур, обладающих различными спектральными и дисперсионными характеристиками. Такими структурами являются волоконные решетки показателя преломления, которые находят широкое применение в различных устройствах волоконной оптики: в сенсорных устройствах и датчиках в качестве чувствительных элементов [1], в качестве спектральных фильтров в волоконных лазерах [2, 3] и др.

В последнее десятилетие все больше внимания уделяется методу фемтосекундной модификации показателя преломления оптических волокон. В ходе записи фемтосекундными лазерными импульсами, периодическая структура, формируется путем транслирования оптического волокна в ходе записи при помощи высокоточной системы позиционирования. Основными преимуществами данной технологии является возможность гибкого изменения характеристик записываемой брэгговской решетки [4]: период, протяженность, и как следствие, спектральных характеристик.

Модификация показателя преломления фемтосекундным лазерным излучением осуществляется на установке, схема которой изображена на Рис. 1, а. В данной схеме реализуется метод пошаговой записи оптических структур фемтосекундным лазерным излучением, при использовании которого изменение показателя преломления осуществляется за счет механизмов нелинейного поглощения [4] лазерного излучения.

В экспериментальной установке используется фемтосекундная Yb:KGW-лазерная система со следующими параметрами: длина волны – 1029 нм, частота следования импульсов составляет 10 кГц, длительность импульса 280 фс. Лазерное излучение фокусируется с помощью микрообъектива Mitutoyo (x50, NA = 0.42) с рабочим отрезком 17 мм. Интенсивность лазерного излучения регулируется с помощью поляризационного ослабителя. Одномодовое оптическое волокно SMF-28e⁺ располагается на системе позиционирования, которая перемещает образец в процессе выполнения эксперимента, с заданными параметрами по координатам X-Y-Z., схематическое изображение области обработки представлено на Рис. 1, б.

При фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в прозрачном материале в области «перетяжки» лазерного пучка происходит увеличение плотности мощности выше порога лучевой стойкости материала, что приводит к формированию микроскопической области с высокой температурой и давлением. Затем происходит локальное уплотнение в области воздействия и сопровождается изменением локальной плотности материала, а как следствие и показателя преломления данной области.

Была произведена серия экспериментов по записи оптических структур с различными параметрами энергии лазерных импульсов и скоростями перемещения образца.

Изображение модифицированной области в сердцевине оптического волокна представлено на Рис. 2. Также была осуществлена запись через защитное полимерное покрытие, прозрачное для лазерного излучения в ИК-диапазоне спектра.

Исходя из полученных результатов, оптимальными параметрами энергии лазерных импульсов для записи структур, удовлетворяющих необходимым требованиям, являются значения 0,7–0,35 мкДж, а оптимальная скорость перемещения образца составляет 5–15 мкм/с. На Рис. 2 можно видеть, что область модифицированная область полностью пересекает

сердцевину оптического волокна, поэтому данная схема является пригодной для осуществления записи волоконных решеток показателя преломления.

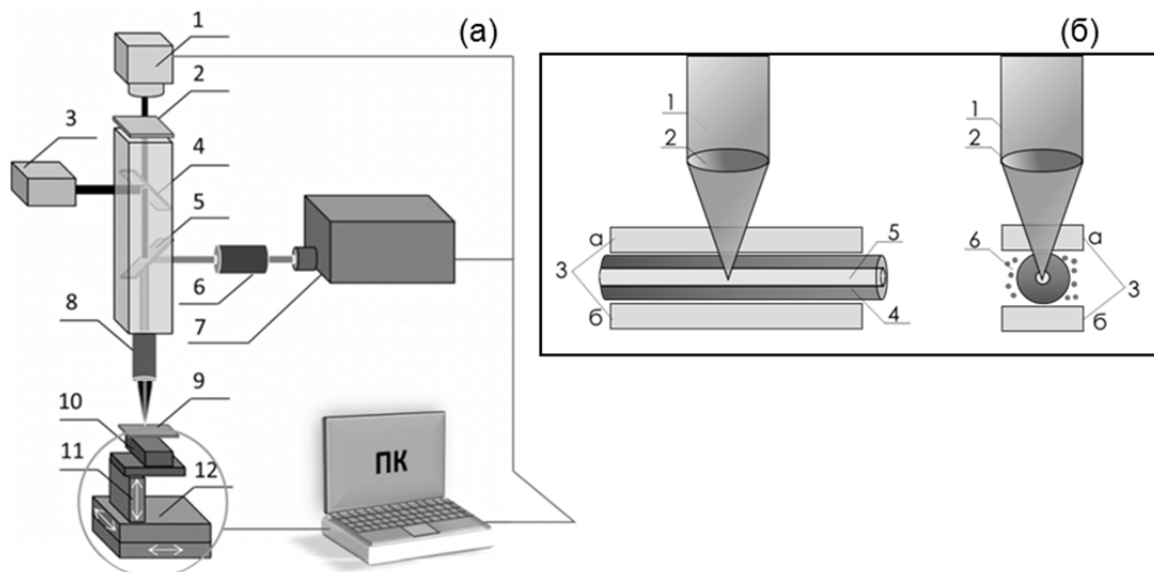


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 – камера, 2 – светофильтр, 3 – подсветка, 4 – полупрозрачное зеркало, 5 – дихроичное зеркало, 6 – поляризационный ослабитель, 7 – Yb:KGW лазерная система, 8 – фокусирующий объектив, 9 – образец, 10 – моторизованный привод, 11, 12 – X-Y-Z система позиционирования; схематическое изображение области обработки (б): 1 – фемтосекундное лазерное излучение; 2 – фокусирующая оптика; 3 а – стекло покровное; 3 б – стекло предметное; 4 – оптическое волокно; 5 – сердцевина; 6 – иммерсионная жидкость

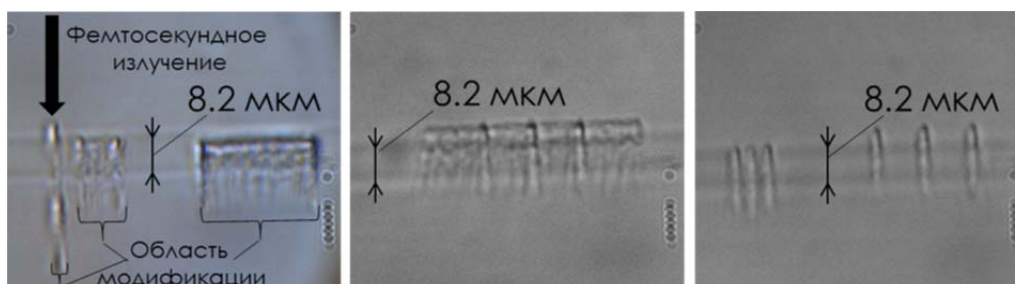


Рис. 2. Изображение записанных оптических структур (вид сбоку)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00760 мол_а и конкурса УМНИК договор № 0018525.

1. W.W. Morey, G. Meltz, W.H. Glenn, *Optical Fiber Sensors, Sixth International Conference*, **44**, 526-531, (1989).
2. K.O. Hill, Y. Fujii, D.C. Johnson, B.S. Kawasaki, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, №10, 647-649, (1978).
3. А.В. Достовалов, А.А. Вольф, С.А. Бабин, *Квантовая электроника*, **45**, №3, 235-239, (2015).
4. С.В. Варжель, *Учебное пособие. СПб: Университет ИТМО*, 65 с., (2015).

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР НА ПОРОГЕ ПЕРКОЛЯЦИИ

Гущин М.Г., Гладских И.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование электрических и оптических свойств плёнки благородных металлов на пороге перколяции, такие как проводимость, фототок и время переключения в низкоомное состояние плёнки.

Лабиринтообразные структуры металлических плёнок вызывает интерес благодаря своим уникальным электрическим свойствам [1]. В частности, малое расстояние между частицами даёт возможность управлять проводимостью таких структур при помощи электрического напряжения, что проявляется на вольтамперных характеристиках (ВАХ) в виде резкого изменения сопротивления и эффекта гистерезиса [2]. Также известно, что в лабиринтных структурах наблюдается значительное усиление падающего электромагнитного излучения [3]. В работе [4] было обнаружено увеличения проводимости лабиринтных медных пленок под действием лазерного излучения с длиной волны попадающей в область плазмонного резонанса частиц. Данные исследования интересны в развитии будущих разработок в области запоминающих устройств.

Металлические пленки серебра и золота напылялись в вакуумной установке PVD 75 фирмы Kurt J. Lesker на диэлектрические подложки из сапфира или кварца с заранее нанесёнными электродами шириной 4 мм, с расстоянием 2 мм между ними. Скорость напыления контролировалась с помощью кварцевых микровесов и составляла 0,5 Å/с. Также в процессе напыления контролировалось сопротивление плёнки с помощью пикоамперметра Keithley 6487. При сопротивлении порядка 100 кОм напыление прекращалось. Эквивалентная толщина плёнки составила 58 Å для золота и 94 Å для серебряной пленки. При таких условиях образуются проводящие пленки, имеющие непрерывную лабиринтную структуру между электродами.

Далее производился термический отжиг плёнки при котором происходит образование отдельных металлических наночастиц, тем самым разрывая проводящую структуру [5]. Отжиг производился при температуре 100–120 °С для серебра и 160–200 °С для золота. Отжиг останавливался при резком уменьшении проводимости до 10^9 - 10^{12} Ом. При этом расстояние между частицами очень мало ~1 нм

В такой структуре интересно наличие двух разных состояния плёнки. В первом состоянии при подаче низкого напряжения сопротивление образцов составляет порядка $\sim 10^{12}$ Ом, а во второе состояние плёнка переходит при подаче порогового напряжения с сопротивлением порядка 100 кОм. Обратное возвращение в высокоомное состояние осуществлялось при приложенном значении напряжении намного меньше порогового. Пороговое напряжение может изменяться в широком диапазоне в зависимости от времени отжига.

Значения времени переключения из высокоомного состояния в низкоомное для каждого металла различны. Измерение проводилось при помощи осциллографа Rigol DS4052 при резкой подаче напряжения выше порогового. Сигнал снимался с последовательно подключенного резистора. Время переключения для серебряных плёнок составило 300 нс, а для золотых – 3 мкс.

Так же было исследовано воздействие лазерного излучения в области плазмонного резонанса на проводимость полученных пленок. Облучение производилось с помощью импульсного Nd:YAG лазера с параметрическим генератором света в интервале длин волн 400-800 нм. Длительность импульса – 10 нс, плотность энергии одного импульса ~ 5 мДж/см². Для пленок, обладающих свойством переключения сопротивления, влияние лазерного излучения на проводимость не обнаружено. При дальнейшем отжиге до отсутствия изменений проводимости под действием приложенного напряжения вплоть до 500 В наблюдалось увеличение значения

проводимости пленок примерно в 3-10 раз при лазерном воздействии. При этом различие в морфологии были несущественными.

1. H. Wei, H. Eilers, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **70**, 459–465, (2009)
2. Т.А. Вартамян, И.А. Гладских, Н.Б. Леонов, С.Г. Пржибельский, *Физика твердого тела*, **56**, №4, 783-789, (2014)
3. S. Ducourtieux, *Physical Review*, **64**, 165403, (2001)
4. K.Y. Yang, K.C. Choi, I.-S. Kang, C.W. Ahn, *Optics Express*, **18**, 16381, (2010)
5. Н.Б. Леонов, И.А. Гладских, В.А. Полищук, Т.А. Вартамян, *Оптика и спектроскопия*, **119**, №3, 458-463, (2015)

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА МИКРОМАССИВАМИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОПИЛЛАРОВ

Басалаева Л.С., Настаушев Ю.В., Дульцев Ф.Н.

Институт физики полупроводников СОРАН, Новосибирск, Россия

В данной работе проводится исследование оптических характеристик отражения упорядоченных микромассивов кремниевых нанопилларов. Микромассивы кремниевых нанопилларов формируются посредством электронно-лучевой литографии и реактивного ионного травления. Исследуется резонансное отражение света нанопилларами с различными геометрическими параметрами в видимом и ближнем ИК диапазоне.

В последние годы возрос интерес к явлению резонансного рассеяния света полупроводниковыми наноструктурами [1-3]. Сильное резонансное рассеяние белого света отдельными кремниевыми нанопроволоками было экспериментально обнаружено и качественно описано группой Linyou Cao в 2010 [4]. Массивы вертикальных нанопроволок (нанопилларов) могут работать как эффективный сенсор, т.к. взаимная связь нанопилларов в массиве зависит от показателя преломления среды, которая их окружает [5]. Кроме того, создание оптических фильтров на основе нанопилларов (с изменяемыми в широких пределах спектральными характеристиками) представляет интерес для обработки информации, получения цветных изображений и для создания дисплеев.

В данной работе проводилось исследование резонансного рассеяния света кремниевыми нанопилларами (Si НП) в диапазоне длин волн от 500 нм до 1150 нм. Используя электронно-лучевую литографию и реактивное ионное травление, были сформированы микромассивы Si НП с диаметром от 100 нм до 240 нм, высотой от 280 нм до 590 нм, с периодом от 400 до 1000 нм. Электронная литография проводилась на установках Pioneer и Raith 150 (Raith GmbH). В качестве маски для травления кремния использовался полимер (негативный резист ma-N2403) толщина которого составляла 300 нм. Изменением диаметра Si НП управляли через изменение электронной дозы. Было обнаружено, что при освещении по методу светлого поля в отраженном свете Si НП могут приобретать различные цвета. Чтобы исследовать особенности структурного окрашивания нанопилларов были измерены спектры отражения микромассивов нанопилларов в диапазоне длин волн: 500нм ÷ 1150нм. Спектры имели один или несколько характерных минимумов, причем положение минимума отражения менялось с изменением диаметра Si НП. Наблюдался сдвиг минимума в длинноволновую область спектра при увеличении диаметра Si НП (Рис. 1). На Рис. 2 приводится электронно-микроскопическое (РЭМ) изображение нанопилларов одного из микромассивов.

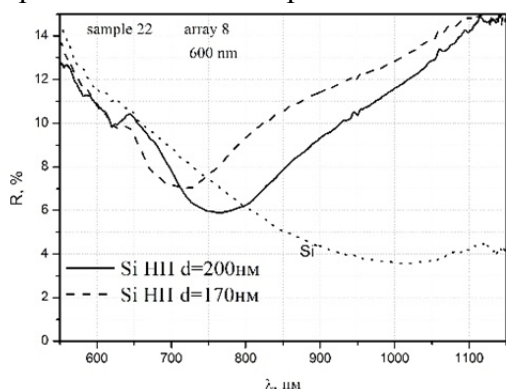


Рис. 1. Спектры отражения от микромассивов Si НП с диаметром 200 нм и 170 нм, период 600 нм, точками показан спектр отражения поверхности травленого кремния

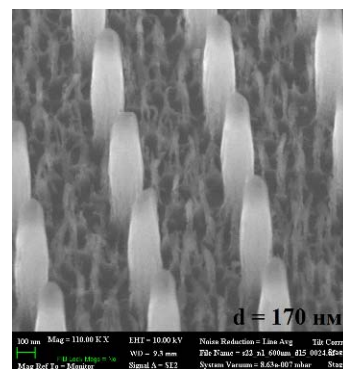


Рис. 2. РЭМ изображение микромассива (диаметр 170 нм)

Также наблюдался сдвиг положения минимумов в коротковолновую область спектра при уменьшении периода кремниевых нанопилларов в микромассивах с одинаковым диаметром

нанопилларов. Это связано с тем, что при уменьшении периода нанопилларов увеличивается влияние коллективных интерференционных эффектов на спектральные характеристики. Обнаружено количественное расхождение в положении минимумов в спектрах отражения с расчетными зависимостями для резонансов Mie [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-32-00269 мол_а). Работа выполнена на оборудовании ЦКП “Наноструктуры”.

1. K. Seo, M. Wober, P. Steinvurzel, E. Schonbrun, Y. Dan, T. Ellenbogen, K. B. Crozier, *Nano Lett.*, **11**, №4, 1851-1856 (2011).
2. H. Park, K. B. Crozier, *Scientific Reports*, **3**, 2460 (2013).
3. P. D. Terekhov, K. V. Baryshnikova, A. S. Shalin, A. Karabchevsky, and A. B. Evlyukhin, *Optics Letters*, **42**, №4, 825-837 (2017).
4. L. Cao, P. Fan, E. S. Barnard, A. M. Brown and M. L. Brongersma, *Nano Lett.*, **10**, № 7, 2649 - 2654 (2010).
5. M. Khorasaninejad, N. Abedzadeh, J. Walia, S. Patchett, and S. S. Saini., *Nano Lett.*, **12**, №8, pp 4228–4234 (2012).

СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Долганов П.В.

Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

В докладе описываются структура и оптические свойства ряда органических и неорганических фотонных кристаллов. Изложены различные подходы к описанию оптических свойств фотонных кристаллов. Приводятся результаты экспериментальных исследований и их сопоставление с теорией.

Среди многообразия фотонных кристаллов особое место занимают жидкокристаллические фотонные кристаллы, образованные ориентационно упорядоченными хиральными молекулами. Наиболее простой жидкокристаллической фотонной структурой является холестерический жидкий кристалл с одномерным спиральным упорядочением. Существует также целый ряд жидкокристаллических фотонных кристаллов с трехмерным упорядочением, так называемые кристаллические жидкости или Голубые фазы. Нетривиальная структура кристаллических жидкостей образована пространственно упорядоченными ориентационными дефектами. Благодаря своей необычной структуре и восприимчивости к внешним воздействиям, жидкокристаллические фотонные кристаллы обладают рядом уникальных особенностей, в том числе перспективных для практических приложений. С помощью внешних полей, светового воздействия, температуры можно перестраивать в широких пределах спектральное положение и ширину фотонной запрещенной зоны.

Фотонными кристаллами с трехмерным упорядочением являются опалоподобные структуры. Их известная разновидность – природные опалы, образованные шариками диоксида кремния, упакованными в гранецентрированную кубическую структуру. В настоящее время многообразие опалоподобных фотонных кристаллов не ограничивается природными опалами. Созданы искусственные опаловые структуры на основе шаров из различных органических и неорганических материалов, а также инвертированные опалоподобные структуры. С помощью заполнения полостей матриц наполнителями с различным показателем преломления можно существенно модифицировать спектральное положение и ширину фотонной запрещенной зоны. Заполнение полостей жидкокристаллическим материалом позволяет использовать восприимчивость жидких кристаллов к внешним воздействиям для перестройки оптических характеристик.

Ключевой характеристикой фотонных структур является плотность фотонных состояний, определяющая основные оптические свойства. В докладе описывается недавно предложенный и с использованием структур высокого совершенства реализованный метод определения плотности фотонных состояний холестерических фотонных кристаллов с помощью измерений спектров вращения плоскости поляризации света [1]. В спектрах плотности состояний присутствуют особенности, определяющие оптические характеристики фотонных кристаллов. В образцах конечной толщины вблизи и внутри квазиперешенной фотонной зоны групповая скорость света имеет нетривиальную спектральную зависимость, в частности, внутри зоны групповая скорость света может превышать скорость света в вакууме. Это не нарушает широко известный в физике принцип причинности.

Излагается новый подход к описанию оптических свойств фотонных кристаллов на основе фундаментальных соотношений Крамерса-Кронига [2]. В хиральном жидкокристаллическом фотонном кристалле соотношения Крамерса-Кронига связывают спектр пропускания (дифракции) и вращение плоскости поляризации света. Соотношения Крамерса-Кронига могут быть использованы для анализа особенностей спектров, связанных с фотонной запрещенной зоной.

Приведено описание трансформации оптической анизотропии и относительной ширины фотонной запрещенной зоны жидкокристаллического фотонного кристалла при изменении температуры на основе теории Ландау фазовых переходов. Обсуждается изменение оптических характеристик фоточувствительных фотонных кристаллов с помощью светового воздействия.

Положение фотонной запрещённой зоны может быть контролируемым обратимым образом перестроено в широком спектральном диапазоне [3].

Обсуждается влияние фотонной зоны на спектры люминесценции красителей, введённых в фотонно-кристаллическую структуру. Спектры люминесценции в фотонных кристаллах существенно модифицируются по сравнению со средой без фотонных зон. В лазерах на жидкокристаллических фотонных кристаллах генерация света связана с особенностями плотности фотонных состояний и люминесценции вблизи фотонной запрещённой зоны. Вблизи границ фотонной запрещённой зоны интенсивность люминесценции имеет резкие максимумы, а внутри зоны существенно уменьшается. Положения максимумов люминесценции совпадают с положениями максимумов плотности фотонных состояний, однако интенсивности могут существенно отличаться. Различие связано с поляризационными особенностями собственных световых мод в фотонной структуре. Характер трансформации спектров люминесценции зависит от ориентации дипольного момента перехода относительно главных показателей преломления среды. Приводятся результаты расчёта спектров люминесценции на основе теории, учитывающей ориентационное упорядочение молекул красителя. Расчётные спектры находятся в качественном и количественном согласии с экспериментом [4].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект №16-29-11702.

1. P.V. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **91**, 042509-1-042509-5, (2015).
2. P.V. Dolganov, G.S. Ksyonz, V.E. Dmitrienko, V.K. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **87**, 032506-1-032506-4, (2013).
3. P.V. Dolganov, S.O. Gordeev, V.K. Dolganov, and A.Yu. Bobrovsky, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **633**, 14-22, (2016).
4. П.В. Долганов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 616-620, (2017).

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ АНТИРЕЗОНАНСНЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ДЛЯ РАБОТЫ В ОБЛАСТИ 1-2.5 МКМ

Демидов В.В.* , Леонов С.О.**

* Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения Всероссийского научного центра «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

** Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Теоретически и экспериментально проанализированы возможности двух концепций кварцевых антирезонансных световодов с поллой сердцевинной (волокно с отрицательной кривизной поверхности сердцевины и волокно с несоприкасающимися капиллярами) для работы одновременно в ближнем и среднем инфракрасном спектральных диапазонах.

На протяжении последнего десятилетия световоды с поллой сердцевинной, волноводный режим распространения излучения в которых достигается за счет эффекта антирезонансного отражения света от кварцевых стенок, формирующих сердцевину, привлекают внимание исследователей уникальными оптическими свойствами и потенциальными междисциплинарными приложениями, в числе которых эффективное взаимодействие лазерного излучения с веществом [1, 2], транспорт ультракоротких лазерных импульсов с высокой энергией [3, 4], компрессия импульсов [5, 6], а также химическая сенсорика [7, 8], биофотоника [9], квантовая оптика [10], передача оптических сигналов в среднем инфракрасном диапазоне с минимальными потерями мощности [11-13]. Световоды с поллой сердцевинной обладают рядом преимуществ по сравнению с аналогами, сердцевина которых выполнена из стекла: в газовой среде свет распространяется быстрее и, как правило, с более низкой дисперсией; газы способны выдерживать чрезмерно высокие энергетические характеристики транспортируемых световых потоков и позволяют осуществлять контроль дисперсионных и нелинейных свойств [1].

Цель настоящей работы заключалась в демонстрации возможностей двух концепций кварцевых световодов с поллой сердцевинной, обладающих антирезонансным механизмом формирования и удержания волноводных мод (волокно с отрицательной кривизной границы «сердцевина–оболочка» [14] и волокно с несоприкасающимися капиллярами [15]), для достижения эффекта направленной передачи излучения с минимальными потерями мощности одновременно в ближнем и среднем инфракрасном спектральных диапазонах. Изображения поперечного сечения полученных световодов приведены на Рис. 1, а их основные геометрические параметры – в Таблице 1.

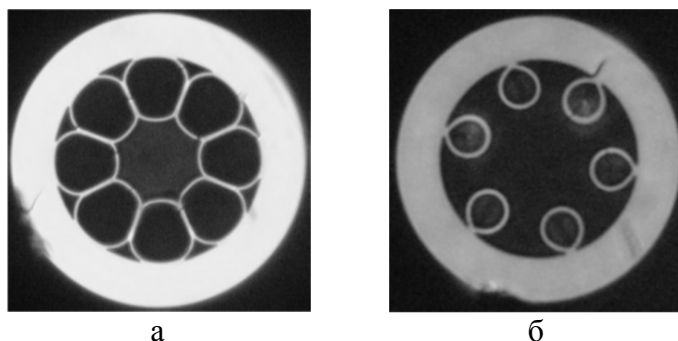


Рис. 1. Изображения поперечного сечения световода с отрицательной кривизной поверхности сердцевины (а) и световода с несоприкасающимися капиллярами (б)

Световод 1 был изготовлен с некруглой трапециевидной формой капилляров для минимизации взаимодействия между поверхностными модами, локализованными в месте касания «трапеций», и фундаментальной модой в области сердцевины. Это стало возможным благодаря подаче избыточного давления внутрь капилляров в процессе трансформации при высокой (~ 2000 °С) температуре сборки в волокно. Концепция световодов с

несоприкасающимися капиллярами (Световод 2) использовалась для ограничения упомянутого взаимодействия мод различной природы вследствие направленного выбора расстояния между соседними капиллярами. В обоих случаях диаметр сердцевины составлял около 50 мкм, обеспечивая тем самым относительно большое значение эффективной площади поля фундаментальной моды (около 1200 мкм²).

Таблица 1. Геометрические параметры полученных световодов

Образец	Световод 1	Световод 2
Изображение поперечного сечения	Представлено на Рис. 1 (а)	Представлено на Рис. 1 (б)
Диаметр сердцевины, мкм	52	46
Диаметр оболочки, мкм	200	130
Толщина кварцевой стенки на границе «сердцевина–оболочка», мкм	~ 1.5	~ 2.0

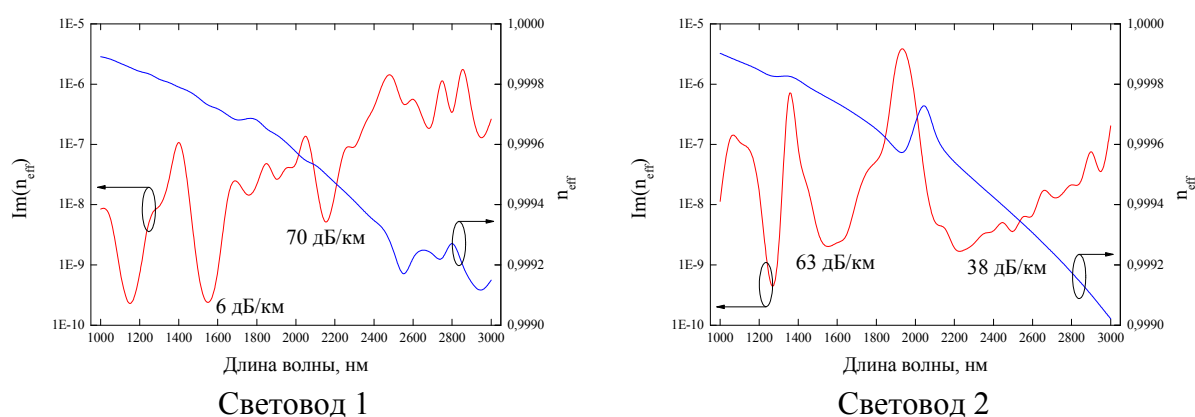


Рис. 2. Эффективный показатель преломления (n_{eff}) и потери на вытекание излучения ($\text{Im}(n_{\text{eff}})$) фундаментальной моды, рассчитанные с использованием метода конечных элементов [16]

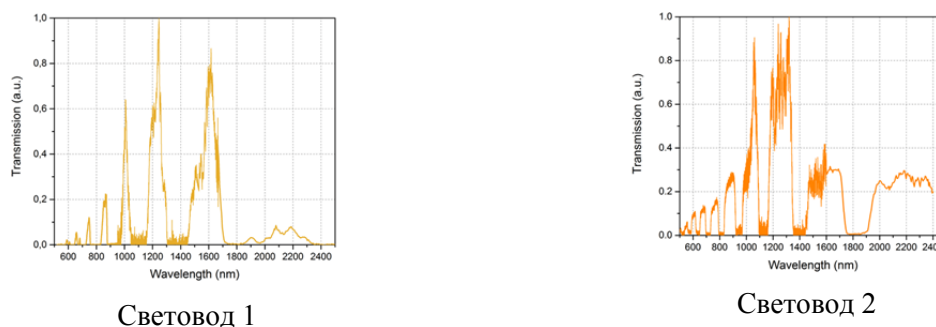
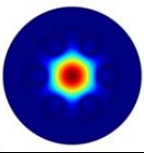
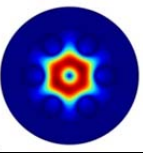
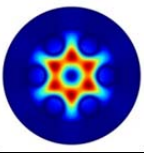
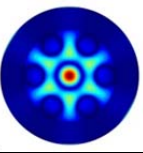
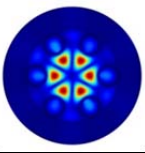


Рис. 3. Измеренная спектральная зависимость относительного пропускания световодов длиной 35 см

Представленные на Рис. 2 и Рис. 3 спектральные зависимости свидетельствуют о хорошем соответствии расчетных и экспериментальных данных, иллюстрирующих наличие областей пропускания на длинах волн 1200/1550/2150 нм для Световода 1 и 1250/1600/2200 нм для Световода 2. Во втором случае «окно» прозрачности в среднем инфракрасном диапазоне выражено отчетливее с позиции спектральной ширины и величины относительного пропускания ввиду большей толщины кварцевых стенок на границе «сердцевина–оболочка». Вдобавок, по итогам конечно-элементного анализа (Таблица 2), Световод 2 в распрямленном состоянии оказался одномодовым в области 2.45 мкм (длина волны генерации лазера на кристалле $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$) из-за высокого, более 1 дБ/м, уровня потерь на вытекание излучения

группы наиболее конкурентных по сравнению с фундаментальной (LP_{01}) мод высшего порядка (LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{31}) в рассматриваемой спектральной области.

Таблица 2. Оптические характеристики первых пяти направляемых мод Световода 2 на длине волны $\lambda = 2.45$ мкм

Порядок моды	LP_{01}	LP_{11}	LP_{21}	LP_{02}	LP_{31}
Поперечное распределение электрического поля					
Эффективный показатель преломления	0.999397	0.998508	0.997493	0.997169	0.995312
Потери на вытекание излучения, дБ/м	0.13	2.54	125.90	286.45	151.48

Дальнейшие усилия авторов будут сосредоточены на расширении возможностей концепции Световода 2, функционирующего в квазиодномодовом режиме, для работы в спектральной области от 3 до 10 мкм.

1. P.St.J. Russell, P. Holzer, W. Chang, A. Abdolvand, J.C. Travers, *Nat. Photonics*, **8**, 278-286, (2014).
2. M.R.A. Hassan, F. Yu, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, *Optica*, **3**, 218-221, (2016).
3. B. Debord, M. Alharbi, L. Vincetti, A. Husakou, C. Fourcade-Dutin, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Gerome, F. Benabid, *Opt. Express*, **22**, 10735-10746, (2014).
4. P. Jaworski, F. Yu, R.M. Carter, J.C. Knight, J.D. Shephard, D.P. Hand, *Opt. Express*, **23**, 8498-8506, (2015).
5. K.F. Mak, M. Seidel, O. Pronin, M.H. Frosz, A. Abdolvand, V. Pervak, A. Apolonski, F. Krausz, J.C. Travers, P.St.J. Russell, *Opt. Lett.*, **40**, 1238-1241, (2015).
6. T. Balciunas, C. Fourcade-Dutin, G. Fan, T. Witting, A.A. Voronin, A.M. Zheltikov, F. Gerome, G.G. Paulus, A. Baltuska, F. Benabid, *Nat. Commun.*, **6**, 6117, (2015).
7. A.M. Cubillas, S. Unterkofler, T.G. Euser, B.J.M. Etzold, A.C. Jones, P.J. Sadler, P. Wasserscheid, P.St.J. Russell, *Chem. Soc. Rev.*, **42**, 8629-8648, (2013).
8. G Tsiminis, K.J. Rowland, E.P. Schartner, N.A. Spooner, T.M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, *Opt. Express*, **24**, 5911-5917, (2016).
9. B. Sherlock, F. Yu, J. Stone, S. Warren, C. Paterson, M.A. Neil, P.M.W. French, J. Knight, C. Dunsby, *J. Biophotonics*, **2016**, 1-6, (2016).
10. S. Okaba, T. Takano, F. Benabid, T. Bradley, L. Vincetti, Z. Maizelis, V. Yampol'skii, F. Nori, H. Katori, *Nat. Commun.*, **5**, 4096, (2014).
11. F. Yu, W.J. Wadsworth, J.C. Knight, *Opt. Express*, **20**, 11153-11158, (2012).
12. W. Belardi, J.C. Knight, *Opt. Express*, **22**, 10091-10096, (2014).
13. Y. Chen, M.F. Saleh, N.Y. Joly, F. Biancalana, *Opt. Lett.*, **42**, 1285-1288, (2017).
14. A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, S.L. Semjonov, E.M. Dianov, *Opt. Express*, **19**, 1441-1448, (2011).
15. F. Poletti, *Opt. Express*, **22**, 23807-23828, (2014).
16. www.comsol.com

РАЗРАБОТКА КАЛИЕВОАЛЮМОБОРАТНОГО СТЕКЛА, АКТИВИРОВАННОГО НАНОКРИСТАЛЛАМИ ФЕРРИТОВ

Бабкина А.Н.*, Соболев Д.И., Панов Д.Ю., Зырянова К.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены технология синтеза и результаты исследований структурных, спектральных и магнитооптических свойств калиевоалюмоборатных стекол, активированных нанокристаллами ферритов. Выявлено влияние состава на спектральные свойства стекол. Высокая постоянная Верде свидетельствует о возможности использования стекол в качестве изоляторов Фарадея.

Возрастающий интерес к магнитным наносистемам обусловлен перспективностью использования магнитных наноматериалов в современных высокотехнологичных устройствах в области оптико-электронного приборостроения: таких как датчики тока [1] и оптические изоляторы [2] – и в биомедицинских технологиях: магнитный транспорт лекарственных препаратов [3], магнитное отделение поврежденных клеток от здоровых [4], магнитная гипертермия [5], контраст для проведения МРТ исследований [6]. Благодаря простоте и относительно низкой стоимости, технология синтеза стекла является универсальной для создания нанообъектов с широким спектром свойств, возможностью их целенаправленного изменения и изучения.

Высокими магнитооптическими характеристиками обладают монокристаллы ферритов [7]. Но все ферриты шпинельной структуры имеют высокое поглощение в видимой и ближней ИК области спектра. Известны многие работы, посвященные получению в стеклах наночастиц ферритов [8] при высоких концентрациях парамагнитных оксидов (не менее 15 масс. %), которые формируются посредством кристаллизации стеклообразной матрицы в процессе высокотемпературной изотермической обработки [9].

В работах [8,10] были получены ферромагнитные магнитооптические стекла на основе калиевоалюмоборатной (КАБ) стеклообразной матрицы, активированные кристаллами гематита Fe_2O_3 и феррита марганца MnFe_2O_4 . Показано, что такой материал обладает свойствами, характерными для магнитоупорядоченного состояния, и при этом существует возможность путем вариации набора добавок сохранить его прозрачность в ближней ИК области спектра.

В качестве объектов исследования были выбраны стекла, матрица которых имеет следующий состав: $10\text{Li}_2\text{O}-15\text{K}_2\text{O}-25\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{B}_2\text{O}_3$ (мол%). В работе [11] показано, что в системе $\text{K}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ вблизи разреза $\text{K}_2\text{O}:\text{Al}_2\text{O}_3=1:1$ существует область составов стекол, наиболее склонных к фазовому разделению. В данном случае часть окиси калия была эквимолекулярно замещена окисью лития. Введение Al_2O_3 оказывает гомогенизирующее действие на ликвационную структуру стекла. Наличие окиси лития способствует повышению химической стойкости стекла, что особенно актуально для щелочноборатов, отличающихся очень сильной гигроскопичностью. Синтез стекол в данной работе производился в кварцевых тиглях при температуре 1400°C с перемешиванием расплава в воздушной атмосфере платиновородиевой мешалкой в течение 90 минут. Для последующей нуклеации ферритмагнитных нанокристаллов в матрице в качестве добавок в состав стекла была введена окись железа. Всего в работе были синтезированы стекла с пятью разными наборами добавок, которые представлены в Таблице.

Спектры поглощения регистрировались на двулучевом спектрофотометре Lambda 900 (Perkin Elmer) в диапазоне от 300 нм до 2000 нм. Рентгенограммы были получены с помощью рентгеновского дифрактометра Rigaku Ultima IV (Япония). Измерения проводились с использованием излучения медного анода с $\lambda_{\text{CuK}\alpha} = 1.5418 \text{ \AA}$ и $\text{CuK}\beta$ фильтра. Рентгенограмма снималась в диапазоне углов 2θ от 15° до 75° в геометрии съемки по Бреггу-Брентано. Для интерпретации дифракционных рефлексов использовалась база дифракционных данных ICDD PDF-2 (2008).

Для определения температуры стеклования полученных стекол, а также выявления областей кристаллизации нанокристаллической фазы, содержащей ферриты, были проведены исследования методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) с

использованием калориметра STA 449F1 Jupiter (Netzsch) со скоростью нагрева объектов 10°C/мин. Результаты исследований сведены в Таблицу. В образце с содержанием 3 вес% Fe₂O₃ на графике ДСК наблюдается две области кристаллизации. С уменьшением концентрации вводимой в стекло окиси железа, низкотемпературная область кристаллизации сливается с высокотемпературной, при этом температура, на которую приходится максимум области, увеличивается. Очевидно, что высокотемпературная область, доминирующая при маленьких концентрациях железа в стекле, соответствует выделению нанокристаллической фазы, содержащей в своем составе литий, в то время как низкотемпературная – железосодержащей фазе.

Таблица. Содержание оксида железа в составах КАБ стекол и их характеристические температуры

Состав, №	Содержание Fe ₂ O ₃ , вес%	Температура стеклования (T _g), °С	Температура максимума области кристаллизации (T _{cr}), °С
1	0.1	443	650
2	0.5	444	644
3	1	446	640
4	2	446	634
5	3	445	580, 635

Проведение изотермических обработок стекол при температурах, соответствующих максимумам областей кристаллизации, приводит к выделению в стекле (согласно данным дифракции рентгеновских лучей) нанокристаллов Fe₂O₃ (однако, не ясно, являются ли эти кристаллы гематитом или маггемитом) и Li(Al₇B₄O₁₇). Средний размер железосодержащих кристаллов определен как 5 нм, а размер нанокристаллов Li(Al₇B₄O₁₇) значительно их превышает. Он настолько велик, что после изотермической обработки стекло теряет прозрачность, а на спектрах поглощения определяется высокий уровень рассеяния в видимой области спектра (Рис.).

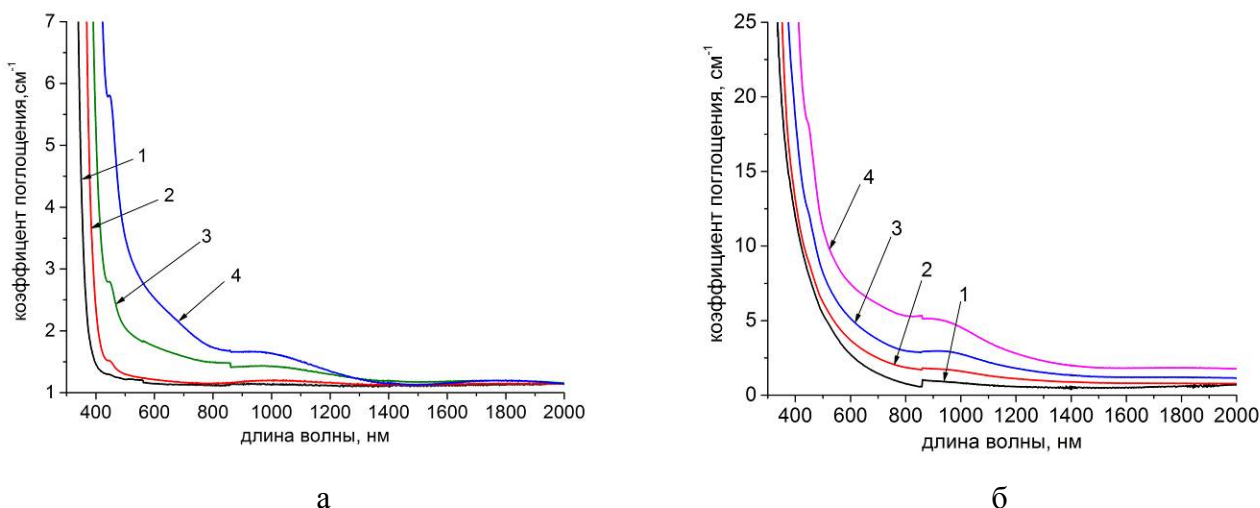


Рисунок. Спектры поглощения а) исходных и б) термообработанных КАБ стекол состава №1 – 1, №2 – 2, №3 – 3, №4 – 4

Спектры поглощения исходных КАБ стекол составов №2-5 содержат полосы поглощения ионов Fe³⁺ в области 450 нм и широкую полосы поглощения ионов Fe²⁺ от 800 нм до 1100 нм (Рис.). Большая концентрация окиси железа в стекла состава №5 приводит к его полной непрозрачности в видимой и ближней ИК областях спектра, таким образом оно было признано неперспективным с точки зрения проведения дальнейших исследований. После

термообработки стекол интенсивность полос поглощения увеличивается вместе с увеличением уровня рассеяния.

На установке, созданной для измерения эффекта Фарадея, было получено, что в среднем постоянная Верде составляет 0.9 угл.мин/(см·Э). По сравнению с промышленным магнитооптическим стеклом МОС-13, которое обладает постоянной Верде 0.3 угл.мин/(см·Э), это достаточно хороший результат. Высокая постоянная Верде открывает перспективы использования железосодержащие КАБ стекла для создания волоконных датчиков силы тока и магнитных полей, а также изоляторов Фарадея.

В качестве заключения хочется отметить, что в ходе проведения работы были синтезированы калиевоалюмооборотные стекла, активированные нанокристаллами ферритов. Было выявлено, что оптимальная концентрация окиси железа составляет не более 2 вес%. Полученная в ходе работы постоянная Верде свидетельствует о том, что синтезированные стекла могут быть использованы в качестве изоляторов Фарадея и датчиков магнитных полей.

1. Q. Chen, Q. Ma, H. Wang, Q. Chen, *J. Non. Cryst. Solids*, **429**, 13–19, (2015).
2. A. V. Starobor, D. S. Zhelezov, O. V. Palashov, V. I. Savinkov, V. N. Sigaev, *Opt. Commun.*, **358**, 176–179, (2016).
3. C. Bergemann, D. Müller-Schulte, *J. Magn. Magn. Mater.*, **194**, 45–52, (1999).
4. J. Wotschadlo *и др.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**, № 10, 1469–1473, (2009).
5. R. Hergt *и др.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **270**, № 3, 345–357, (2004).
6. P. Reimer, R. Vosshenrich, *Radiologe*, **44**, № 3, 273–283, (2004).
7. G. W. Rathenau, J. Smit, A. L. Stuyts, *Zeitschrift fur Phys.*, **133**, № 1–2, 250–260, (1952).
8. I. S. Edelman, T. V. Zarubina, S. A. Stepanov, T. A. Kim, *J. Magn. Magn. Mater.*, **110**, 99–102, (1992).
9. M. G. Ferreira da Silva, L. C. J. Pereira, J. C. Waerenborgh, *J. Non. Cryst. Solids*, **353**, № 24–25, 2374–2382, (2007).
10. Д. И. Соболев, Н. В. Никоноров, П. С. Ширшнев, Н. Р.К., С. А. Степанов, Д. Ю. Панов, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **16**, № 4, 642–648, (2016).
11. Э. Е. Корнилова, Ферромагнитные магнитооптические стекла в калиевоалюмооборотной системе, Дисс. на соискание степени канд. хим. наук, ГОИ им. С.И. Вавилова, 1984.

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ФТОРА НА ДИНАМИКУ ПОЛОСЫ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Козлова Д.А., Иванов С.А., Пичугин И.С., Никоноров Н.В.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено экспериментальное исследование влияния концентрации фтора в фото-термо-рефрактивном стекле на динамику полосы плазмонного резонанса.

Фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло является перспективным и активно разрабатываемым голографическим материалом. Оно обладает высокими химической, термической и механической прочностями. Записанные на ФТР стекле оптические голографические элементы обладают высоким изменением показателям ($\Delta n \sim 3 \times 10^{-3}$), высокой дифракционной эффективностью (до 99%), а также сохраняют свои спектральные и оптические свойства при высоких температурах (до 450°C) [1].

В основе записи голограмм на ФТР стекле лежит двухступенчатый процесс фото-терминдуцированной (ФТИ) кристаллизации, в результате которого происходит формирование коллоидных наночастиц серебра, рост оболочки AgBr и нанокристаллов NaF. Первый этап представляет собой облучение стекла УФ излучением. Второй – термообработка (ТО), состоящая из нагрева образца от комнатной температуры до температуры близкой температуре стеклования и выдержке при заданной температуре. Таким образом, в результате ФТИ кристаллизации между облученной и необлученной частями стекла возникает разность показателей преломления [1].

Как уже было сказано, в результате ФТИ кристаллизации происходит рост кристаллической фазы NaF. Для оценки ее объемной доли использовался спектроскопический метод. Суть данного метода в том, что на исследуемом образце записывается брэгговская решетка и в процессе ТО измеряются спектры поглощения стекла с голограммой. По динамике полосы плазмонного резонанса определяются наличие нанокристаллов NaF, а также скорость их роста.

Таким образом, целью данной работы является исследование влияния концентрации фтора в ФТР стекле на динамику полосы плазмонного резонанса.

Для проведения исследования были синтезированы ФТР стекла с переменной концентрацией фтора. На каждом образце была записана пропускающая брэгговская решетка. В процессе ТО измерялись спектры поглощения образцов с записанной на них голограммой, после чего образцы ставились в предварительно разогретую печь.

На полученных спектрах поглощения наблюдаются последовательные немонотонные смещения максимума полосы плазмонного резонанса в длинноволновую область, а при дальнейшем увеличении времени ТО – в коротковолновую. Длинноволновый сдвиг обусловлен ростом оболочки из AgBr с показателем преломления $n = 2.24$ на серебряной наночастице. Известно [2], что наличие диэлектрической оболочки с показателем преломления большим, чем у окружающей среды ($n = 1.498$), приводит к красному смещению полосы плазмонного резонанса. Величина этого сдвига обусловлена толщиной оболочки из AgBr.

Дальнейшее увеличение времени ТО приводит к росту кристаллической фазы NaF, в следствие чего происходит коротковолновый сдвиг максимума полосы плазмонного резонанса. В данной ситуации показатель преломления кристалла ($n(\text{NaF}) = 1.32$) меньше, чем у окружающей среды, чем и объясняется синий сдвиг.

Уменьшение концентрации фтора в стекле приводит к уменьшению объемной доли кристаллической фазы NaF. В ФТР стекле без фтора отсутствует коротковолновый сдвиг, что свидетельствует об отсутствии нанокристаллов NaF.

1. N.V. Nikonorov, S.A. Ivanov, V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, *Holographic Materials and Optical Systems*, **Chapter 19**, (2017).

2. A.I. Sidorov, N.V. Nikonorov, V.A. Tsekhomskii, K.E. Lazareva, *Optics and Spectroscopy*, **107**, № 5, 705-707, (2009).

СИНТЕЗ И ФОРМИРОВАНИЕ АНСАМБЛЕЙ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

РАЗУМОВА Ю.А., ТОРОПОВ Н.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе предлагается методика создания наночастиц металлов, поддерживающих плазмонные колебания. Определены величины соотношения реагентов для получения частиц в виде эллипсоидов. Сформированы ансамбли серебряных наностержней под воздействием электрического поля.

Частицы благородных металлов демонстрируют плазмонные резонансы, обусловленные колебаниями свободных электронов. Частота этих колебаний зависит от материала, их геометрических параметров и диэлектрической проницаемости окружающего вещества. Наиболее распространенными плазмонными материалами являются щелочные и благородные металлы, имеющие интенсивные полосы поглощения в ультрафиолетовой и видимой областях. В то же время, свойства данных структур, проявляющиеся в сильной локализации электрических полей и, как следствие, модификации оптических свойств различных флуорофоров, помещенных в их окрестности, могли бы стать основой для наблюдения новых явлений и в инфракрасной области [1-3].

Огромный интерес к ближней инфракрасной области обусловлен не только возможностью наблюдения некоторых фундаментальных закономерностей, но и для решения ряда прикладных. Во-первых, основные телекоммуникационные длины волн лежат в ближней инфракрасной области спектра, что, в свою очередь, обусловлено окнами прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи. Во-вторых, наночастицы благородных металлов могут быть успешно применены для некоторых задач биомедицины. А многие биоткани имеют окна прозрачности также в ближнем инфракрасном диапазоне спектра. Таким образом, целью данной работы было создание метода синтеза наночастиц благородных металлов, плазмонные резонансы которых смещены в сторону больших длин волн относительно резонансов сферических частиц в водной среде.

Используя модель частицы в виде сплюснутого сфероида, можно показать, что частота плазмонных колебаний, соответствующая большим полуосям сфероида, уменьшается. При использовании сильно анизотропных материалов, например, с аспектным отношением полуосей 1:10 длина волны соответствующих плазмонных колебаний окажется наибольшей.

Под воздействием внешнего возмущения – например, электрического поля, данные частицы способны выстраиваться в упорядоченные ансамбли [4]. Наличие дипольного момента в наностержнях и использование внешнего воздействия электрического поля способствует определенной ориентации данных частиц.

Для синтеза серебряных частиц в виде эллипсоидов был использован метод опосредованного роста зародышей, включающий два основных компонента. Первый компонент – затравочный раствор, содержащий наночастицы серебра в стадии нуклеации. Второй компонент смеси обеспечивает анизотропные условия роста для серебряных стержней за счет присутствующего в нем поверхностно-активного вещества (ПАВ) цетилтриметиламмоний бромида (ЦТАБ).

Затравочный раствор состоял из нитрата серебра (20 мл, 0,25 мМ), восстановленного цитратом натрия (0,25 мМ) и боргидрида натрия (0,6 мМ, 10 мМ). При добавлении затравочного раствора в ростовой, состоящий из ЦТАБ (10 мл с 73 мг сухого вещества), нитрата серебра (0,5 мл, 100 мМ), аскорбиновой кислоты и NaOH (0,1 мл, 1 М), наблюдалось существенное изменение спектра раствора. Максимум оптической плотности был на 650 нм, что говорит о формировании наностержней. При этом были исследованы растворы с меньшими концентрациями ЦТАБ, которые приводили к росту частиц с меньшим аспектным отношением, а также с большей концентрацией ЦТАБ, которые приводили к аналогичному результату. Как пример, на Рис. 1 показан спектр оптической плотности коллоида, изготовленного с ЦТАБ в количестве 143 мг сухого вещества в ростовом растворе

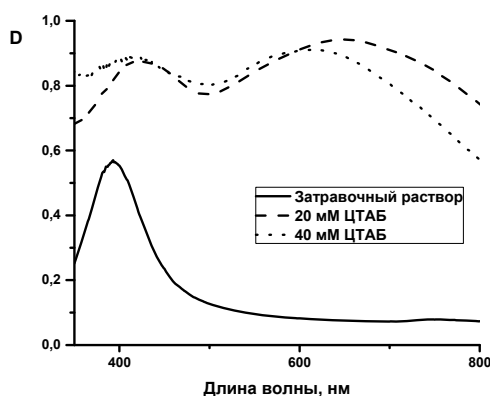


Рис. 1. Спектры оптической плотности (D) затравочного раствора серебряных наночастиц, а также коллоидов наностержней, приготовленных с различным количеством ПАВ ЦТАБ

Для очистки наночастиц от побочных продуктов синтеза (ЦТАБ и более мелкие частицы) использовалось центрифугирование. При использовании различных режимов было выявлено оптимальное время и скорость центрифугирования – 30 мин и 6000 об. При этом происходило осаждение целевого продукта, который разбавляли деионизованной водой и разбивали с помощью ультразвука. В верхней же части раствора находился ПАВ.

Очищенный раствор наностержней был нанесен и высушен на кварцевой подложке с медными электродами, разделенными расстоянием 2 мм, к которой подводили напряжение 50 В. При сравнении спектров поглощения серебряных частиц до и после воздействия электрического поля (Рис. 2) можно наблюдать смещение максимума оптической плотности из длинноволновой в коротковолновую область с длиной волны характерной для сферических частиц. Данное явление можно объяснить термическим воздействием при прикладываемом напряжении, которое способствует деформации наностержней и их преобразованию в наносферы.

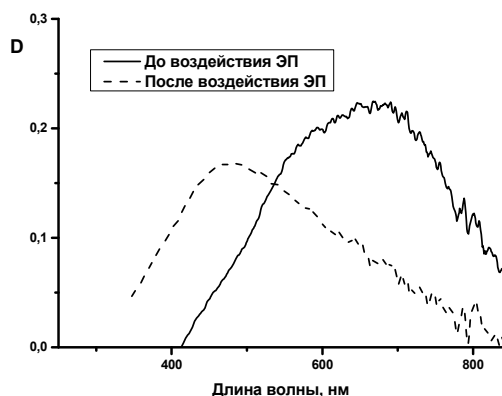


Рис. 2. Спектры оптической плотности серебряных частиц до и после воздействия электрического поля

Таким образом, в работе получен претендующий на оптимальный способ создания вытянутых наночастиц серебра. А также продемонстрировано влияние электрического поля на спектры ансамблей наностержней.

1. V.N. Rai, A.K. Srivastava, C. Mucherjee, S.K. Deb, *Appl. Opt.*, **51**, 2606-2615, (2012).
2. N.A. Toropov, A.N. Kamaliev, T.A. Vartanyan, *Int. J. Nanotechnol.*, **13**, 642-647, (2016).
3. A.N. Kamaliev, N.A. Toropov, I.A. Reznik, T.A. Vartanyan, *Opt. Quant. Electron.*, **48**, № 4, 562, (2016).
4. L. Carbone, C. Nobile, *Nano Letters*, **7**, № 10, 2942-2950, (2007).

ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ

КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag₂S

Гревцева И.Г., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Кондратенко Т.С.,
Перепелица А.С.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Представлены результаты исследований деградации ИК фотолюминесценции коллоидных квантовых точек (КТ) Ag₂S к облучению интенсивным лазерным излучением на длине волны 445 нм и 660 нм. Наблюдаемый эффект интерпретирован как фотохимическая реакция формирования под действием возбуждения новых каналов безызлучательной рекомбинации в КТ Ag₂S.

Полупроводниковые коллоидные квантовые точки (КТ), благодаря своим оптическим свойствам являются перспективными материалами для современной науки и техники. Регулируемая энергия запрещенной зоны через контроль размера, высокий коэффициент экстинкции и эффективность люминесценции позволяют использовать КТ в таких областях, как фотовольтаика, фотокатализ, люминесцентное маркирование биологических объектов и биосенсорика и т.д. [1]. Круг указанных применений может быть ограничен в силу деградации их люминесцентных свойств под действием облучения [2,3]. В некоторых случаях наблюдается эффект увеличения квантового выхода люминесценции КТ [2]. Наблюдают также обратимую или необратимую деградацию люминесценции [3]. Существует множество возможных причин фотоиндуцированной нестабильности люминесценции коллоидных КТ: химические процессы, протекающие под действием излучения, пассивирование поверхностных ловушек полимерными покрытиями, обмен возбужденных носителей заряда между КТ и поверхностными лигандами, фотоионизация вследствие захвата носителей на поверхность квантовых точек, появление безызлучательных каналов рекомбинации.

В данной работе объектом исследования фотоиндуцированной обратимой деградации ИК люминесцентных свойств ансамблей коллоидных КТ Ag₂S. Для КТ Ag₂S характерна интенсивная люминесценция в ближней ИК области (900-1400 нм), приходящаяся на терапевтическое окно прозрачности биотканей. Исследование и понимание механизмов и факторов, вызывающих нестабильность люминесцентных свойств КТ Ag₂S при воздействии лазерного излучения, даст возможность контролировать процесс фотоиндуцированной модификации оптических свойств КТ Ag₂S.

Коллоидные КТ Ag₂S приготавливали в рамках водного синтеза, стабилизатором служила инертная фотографическая желатина. Технология получения ансамблей гидрофильных коллоидных растворов КТ Ag₂S определенного размера подробно описана в работе [4]. Анализ ПЭМ образцов коллоидных КТ Ag₂S свидетельствует об образовании в желатине отдельных наночастиц Ag₂S (Рис. 1а, врезка). Гистограмма распределения по размерам (Рис. 1а) свидетельствуют о формировании КТ Ag₂S средними размерами 2.5±0.3 нм и дисперсией в пределах 20 %. В спектре оптического поглощения ансамблей КТ Ag₂S в желатине наблюдали характерную особенность в области 2.90-3.00 эВ (Рис. 1б, кривая 1). Ее появление - результат преобладания в собственном оптическом поглощении переходов, характерных для испытывающих конфаинмент носителей заряда [4]. Значение энергии экситонного перехода для исследованных образцов, установленное по второй производной спектра поглощения КТ Ag₂S по энергии $d^2D/d(\hbar\omega)^2$, составило 2.90±0.02 эВ. Оно значительно превышает ширину запрещенной зоны монокристалла Ag₂S с моноклинной кристаллической решеткой, составляющую 1.0 эВ [4]. Эту закономерность интерпретировали как проявление размерного эффекта.

Для коллоидных КТ Ag₂S в желатине характерна люминесценция с максимумом при 1205±4 нм (Рис. 1в). Ее возбуждение возможно излучением, приходящимся на область экситонного поглощения КТ Ag₂S (2.8 - 3.1 эВ), а так же обнаружена возможность возбуждения ИК люминесценции за краем собственного поглощения (1.5 – 1.9 эВ). Наличие протяженной области возбуждения ИК люминесценции КТ Ag₂S (Рис. 1б, кривая 2) указывает на высокую

вероятность оптических переходов электронов с уровней размерного квантования в валентной зоне на люминесцентный центр. При этом оптические переходы, обуславливающие процесс возбуждения центров свечения, происходят с участием глубокорасположенных уровней размерного квантования электронов (возбужденных состояний дырок). Таким образом, для КТ Ag_2S характерны особые свойства центров фотолюминесценции, которые могут быть возбуждены напрямую указанными квантами [5].

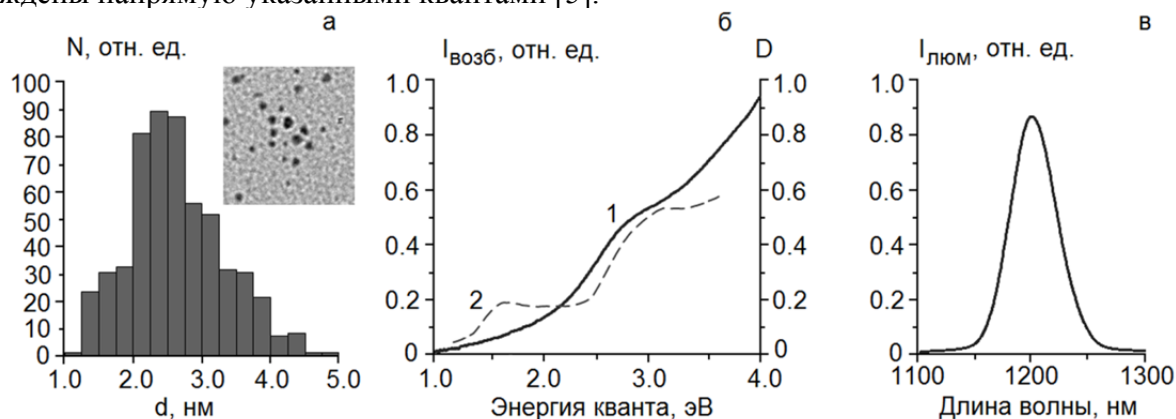


Рис. 1. Гистограмма распределения по размерам. На врезке - изображение ПЭМ ансамбля коллоидных КТ Ag_2S – а; Спектр оптического поглощения ансамблей коллоидных КТ Ag_2S (кривая 1), спектр возбуждения фотолюминесценции ансамблей коллоидных КТ Ag_2S в полосе с максимумом при 1205 нм (кривая 2) – б; Спектр фотолюминесценции ансамблей коллоидных КТ Ag_2S – в

Установлено, что по мере увеличения времени действия возбуждающего излучения на ансамбли коллоидных КТ Ag_2S , наблюдается деградация их люминесцентных свойств (Рис. 2а).

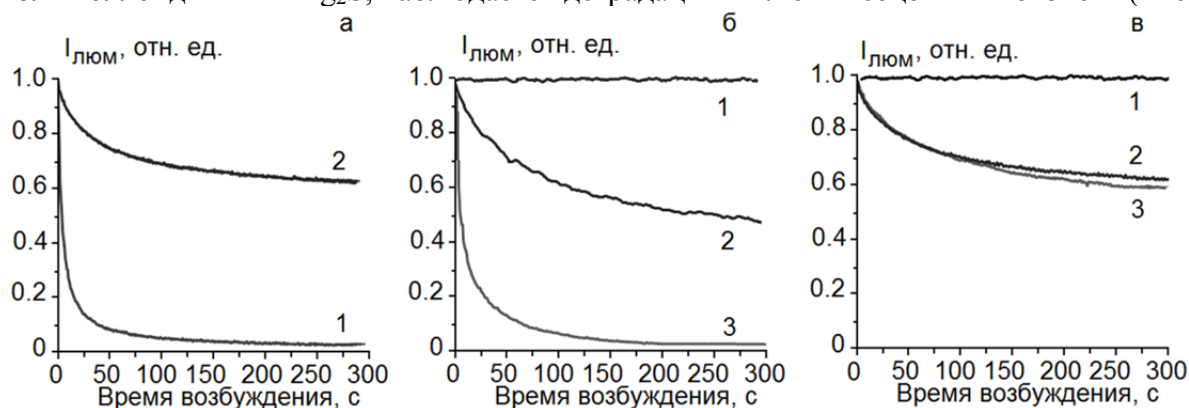


Рис. 2. Зависимости интенсивности фотолюминесценции КТ Ag_2S от времени действия возбуждающего излучения с длинами волн 445 нм (кривая 1) и 660 нм (кривая 2), и мощностью излучения 100 мВт – а; Зависимости интенсивности фотолюминесценции КТ Ag_2S от времени действия возбуждающего излучения при различных мощностях возбуждающего излучения с длиной волны 445 нм: 10 мВт (кривая 1), 50 мВт (кривая 2), 100 мВт (кривая 3) – б; Зависимости интенсивности фотолюминесценции КТ Ag_2S от времени действия возбуждающего излучения при различных мощностях возбуждающего излучения с длиной волны 660 нм: 10 мВт (кривая 1), 50 мВт (кривая 2), 100 мВт (кривая 3) - в

Характерные времена спада интенсивности 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 (Рис. 2а, кривая 1). При возбуждении излучением с длиной волны 660 нм (100 мВт), приходящегося на область прямого возбуждения центра люминесценции, также имел место спад интенсивности люминесценции (Рис. 2а, кривая 2), но с меньшей скоростью. Было обнаружено, что КТ Ag_2S полностью стабильны при длительном воздействии излучения малой мощности (10 мВт) на длинах волн 445 нм (Рис. 2б, кривая 1) и 660 нм (Рис. 2в, кривая 1). Интенсивность люминесценции КТ Ag_2S убывает с увеличением

мощности возбуждающего излучения с длиной волны 445 нм (Рис. 2б, кривая 2, 3). Увеличение мощности возбуждения на длине волны 660 нм приводит к спаду интенсивности люминесценции на 40% (Рис. 2в, кривая 2), и дальнейшее увеличение мощности практически никакого влияния не оказывает (Рис. 2в, кривая 3). Отметим, что деградация люминесценции КТ Ag_2S является обратимой. Интенсивность люминесценции восстанавливается до исходного значения в темноте в течение 1-2 часов. Вероятно, наблюдаемый эффект фотоиндуцированной деградации люминесценции может быть обусловлен формированием под действием возбуждения новых каналов безызлучательной рекомбинации. Процесс формирования центров безызлучательной рекомбинации обеспечивается захватом неравновесных носителей заряда на локализованные состояния интерфейсов КТ, предположительно связан с образованием фотолитических атомов серебра, их последующим преобразованием в малоатомные кластеры – центры безызлучательной рекомбинации. Возможен также вклад в фотоиндуцированную деградацию ионизация КТ. Процесс ионизации КТ Ag_2S возможен при участии центров люминесценции, а так же глубоко расположенных квантово-размерных состояний в валентной зоне КТ Ag_2S . Таким образом, воздействие интенсивного излучения на длине волны 445 нм (100 мВт) может способствовать преодолению свободной дыркой потенциального барьера и выхода ее из КТ Ag_2S , что приводит к практически полной потере интенсивности излучательной рекомбинации (Рис. 2б, кривая 3). При воздействии излучения на длине волны 660 нм (100 мВт), эффекта полного тушения люминесценции КТ Ag_2S не наблюдается (Рис. 2в, кривая 3). Вероятно, воздействие излучения с длиной волны 660 нм имеет меньшую вероятность выброса свободной дырки за пределы КТ Ag_2S .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 15-02-04280а).

1. D. Bera, L. Qian, T.-K. Tseng, P.H. Holloway, *Materials*, **3**, 2260-2345 (2010).
2. M. Jones, J. Nedeljkovic, R.J. Ellingson, A.J. Nozik, G.Rumbles, *J. Phys. Chem. B*, **107** (41), 11346–11352 (2003).
3. F.Wu, J.W. Lewis, D.S. Kliger, J.Z. Zhang, *J. Chem. Phys.*, **118**, 12-16 (2003).
4. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, B. I. Shapiro, T.S. Shatskikh, A.S. Perepelitsa, N.V. Korolev, *Semiconductors*, **49**, 373 (2015).
5. O.V. Ovchinnikov, T.S. Kondratenko, I.G. Grevtseva, M.S. Smirnov, S.I. Pokutnyi, *J. Nanophotonics*, **10**(3), 033505-1 – 12 (2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ ЖЕЛЕЗА НА ПРОПУСКАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ ZnSe

Жукова М.О., Грачев Я.В., Цыпкин А.Н., Путилин С.Э., Беспалов В.Г.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию влияния примесей железа в кристаллических пластинах ZnSe на пропускание в терагерцовом диапазоне и на эффективность генерации излучения. Рассматривается возможность увеличения эффективности преобразования оптического излучения в терагерцовое путем увеличения концентрации носителей в кристалле-генераторе.

Терагерцовое излучение обеспечивает широкие возможности для изучения молекулярной структуры веществ. Большинство колебательных и вращательных спектров молекул находятся в области терагерцовых (ТГц) частот [1]. В настоящее время широко используется метод импульсной терагерцовой спектроскопии [2]. Принцип работы систем ТГц спектроскопии с разрешением во времени (ТГц-СРВ) основан на когерентном детектировании ТГц импульсов с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Существуют различные способы генерации и детектирования ТГц импульса в системах терагерцовой спектроскопии, но в данной работе остановимся на одном из наиболее распространенных – электрооптическом [3]. Процесс основан на измерении изменения поляризации зондирующего оптического импульса в электрооптических средах под действием терагерцового поля.

Возможности ТГц систем спектроскопии определяются в первую очередь глубиной проникновения излучения в исследуемую среду. Это достигается путем выбора более эффективных преобразователей из оптического в терагерцовый диапазон, а также увеличением мощности используемых источников оптического излучения.

В предыдущих работах [4-6] мною были исследованы нелинейные процессы, возникающие в электрооптических кристаллах при использовании мощных источников лазерного излучения со сверхкороткими импульсами. Было показано, что нелинейный отклик полупроводниковых кристаллов вызван двухфотонным поглощением. Минимальное влияние двухфотонного поглощения наблюдается в кристалле ZnTe, и при мощности накачки на уровне 10 мВт им можно пренебречь. Учёт двухфотонного поглощения при использовании полупроводниковых материалов в качестве оптоэлектронных компонентов в терагерцовом частотном диапазоне позволит улучшить производительность таких систем.

В данной работе рассматривается возможность увеличения эффективности преобразования оптического излучения в терагерцовое путем увеличения концентрации носителей в кристалле-генераторе. При увеличении количества носителей, например, при легировании до определённой концентрации, поляризуемость молекулы увеличивается, что увеличивает и электрооптический коэффициент.

Например, в работе [7] было проведено сравнение эффективности детектирования ТГц излучения в веществах GaSe_{1-x}S_x с разным процентным содержанием примеси. В GaSe_{1-x}S_x изменяются как механические (с увеличением содержания серы повышается твердость), так и оптические свойства: нелинейность показателя преломления. А это в свою очередь влияет на эффективность генерации и детектирования терагерцового излучения. Результаты, приведенные в [7], натолкнули на мысль о проведении исследования влияния примесей в кристаллах ZnSe и ZnSe:Fe на пропускание в ТГц диапазоне частот, и сравнения эффективности генерации ТГц излучения между разными электро-оптическими кристаллами.

Эксперименты по исследованию пропускания образцов в ТГц диапазоне проводятся на установке терагерцовой спектроскопии с разрешением во времени (Рис. 1). Источником фемтосекундных импульсов служит фемтосекундная система на кристаллах титан-сапфира, на основе генеративного усилителя (Regulas 35f-1k, Авеста-Проект). Параметры системы: длительность импульса 30 фс, энергия до 2,3 мДж, частота повторения до 1 кГц. Интенсивность излучения на выходе из системы до 0,2 ТВт/см². ТГц-генератор (Tera-AX Avesta) имеет центральную частоту 1 ТГц с шириной спектра 1,5 ТГц, длительностью импульса <1 пс и

энергией ТГц-импульса до 1 мкДж. Генерация ТГц осуществляется методом оптического выпрямления фемтосекундных импульсов в кристалле MgO:LiNbO₃ с фазовым синхронизмом в виде наклона волнового фронта. Детектирование ТГц излучения осуществляется электрооптическим методом с использованием кристалла ZnTe и балансного фотодетектора – фотоприемник Nirvana с рабочим диапазоном длин волн 400-1070 нм и временем нарастания <3 мкс.

Важно заметить, что основное влияние на генерацию/детектирование ТГц сигнала в кристаллах оказывает электрооптический эффект. При легировании ZnSe:Fe до определённой концентрации поляризуемость молекулы увеличивается, что увеличивает и электрооптический коэффициент. При слишком большом проценте легирования нарушается упорядоченность решетки кристалла, что негативно сказывается на ЭО эффектах.

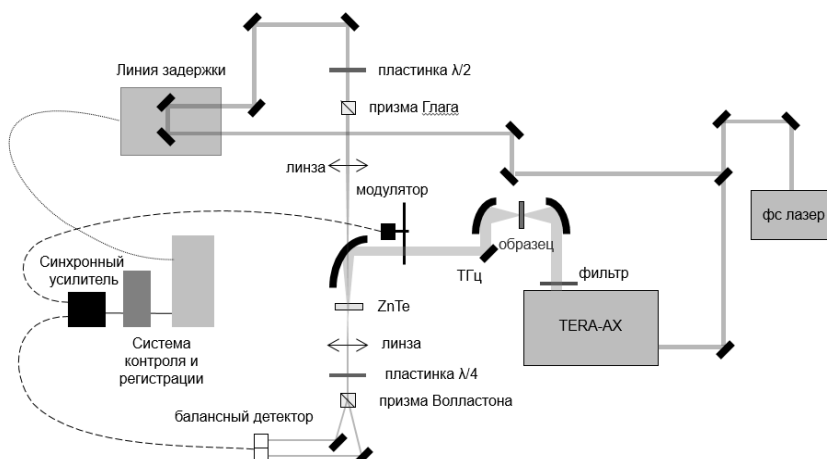


Рис. 1. Схема терагерцового спектрометра с разрешением во времени

На рисунках 2-3 представлены результаты экспериментов по пропусканию двух образцов ZnSe и ZnSe:Fe Fe=[0,23%], представляющих из себя пластинки с толщиной 0,6 мм. На рисунке 2 показаны временные формы ТГц импульса без образца (Ref) и прошедшего сквозь нелегированный (ZnSe) и легированный кристалл (ZnSe:Fe). На рисунке 3 представлены соответствующие им спектры.

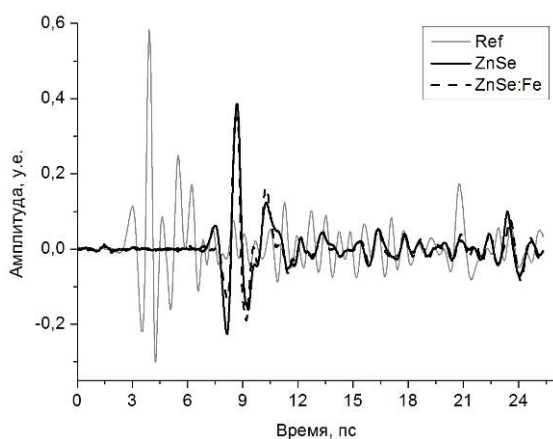


Рис. 2. Временные формы ТГц импульсов

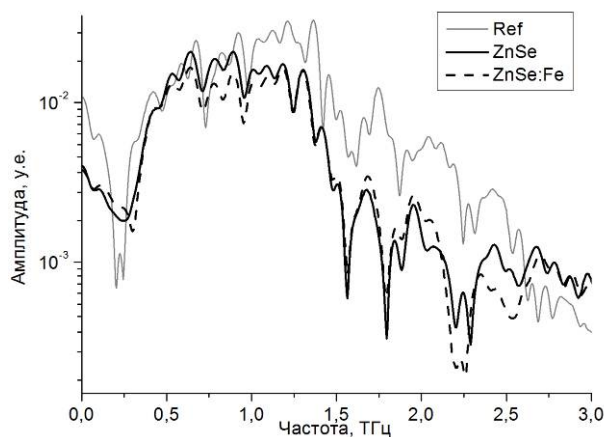


Рис. 3. Спектры ТГц сигнала

Если сравнивать прошедший ТГц импульс и пропускание образцов ZnSe и ZnSe:Fe, то видно, что на некоторых частотах пропускание ZnSe:Fe увеличивается, также как было показано в [7]. Таким образом, наличие примесей в образце делает среду более прозрачной в ТГц диапазоне. Это может увеличить генерацию ТГц излучения.

1. L. Yun-Shik, *Principles of terahertz science and technology*, 1-40, (2009).
2. В.Г. Беспалов, *Опт. журнал*, **73**, №11, 28-37, (2006).

3. В.Г. Беспалов, С.А. Козлов, В.Н. Крылов, С.Э. Путилин. Фемтосекундная оптика и спектроскопия. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – С. 167-232.
4. М.О. Осипова, Е.Ю. Перлин, *Опт. журнал*, **83**, №6, 3-6, (2016).
5. М.О. Osipova, E.A. Makarov, V.G. Bepalov, *Laser Optics 2016 International Conference IEEE*, R8-45-R8-45, (2016).
6. М.О. Zhukova, E.A. Makarov, S.E. Putilin, A.N. Tsyupkin, V.P. Chegnov, O.I. Chegnova, V.G. Bepalov, *Book of Abstracts Saint Petersburg OPEN 2017*, 386-387, (2017).
7. R. Red'kin, S. Bereznaya, Z. Korotchenko, S. Sarkisov, *Control and Communications (SIBCON), 2015 International Siberian Conference IEEE*, 1-3, (2015).

МИГРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЩЕЛОЧНЫХ НИОБОФОСФАТНЫХ СТЕКЛАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Марков В.А., Поволоцкий А.В.*, Соколов И.А.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

*Санкт-Петербургский государственный университет

Ниобофосфатные щелочные стекла были обработаны фемтосекундным лазерным излучением, для литиевых было зарегистрировано локальное изменение химического состава, для натриевых и калиевых стекол зарегистрировано разрушение структуры в области фокуса лазера. Были исследованы миграционные и механические характеристики этих стекол.

В настоящее время получены оптически неоднородные структуры микрометрового масштаба с градиентом показателя преломления 10^{-4} [1], что недостаточно для практического применения, в частности для создания мер для точной настройки оптического когерентного томографа. Современные томографы имеют микрометровое разрешение, что требует микрометровых трехмерных калибровочных элементов.

В работе [2] представлены результаты получения оптических волноводов в литиевых ниобофосфатных стеклах со значительным градиентом показателя преломления от центра фокуса к краям зоны воздействия лазера, вызванного миграцией ионов лития в том же направлении и незначительным встречным смещением ионов ниобия при практически неизменном положении фосфора и кислорода во всей зоне воздействия. Эксперименты с натриевыми, калиевыми и биметаллическими (Li-Na, Li-K, Na-K) ниобофосфатными стеклами, проведенные при тех же условиях, приводили к механическому разрушению образцов в зоне воздействия лазерного излучения.

Описанные результаты вызвали интерес к исследованию параметров миграции различных щелочных ионов в ниобофосфатных стеклах в свете их структурных особенностей. Целью исследования являлось выявление корреляции указанных процессов с аналогичными процессами, вызванными воздействием лазерного излучения. При этом, в последнем случае причиной формирования концентрационных профилей по ионам щелочных металлов являются два встречных процесса: «втягивание» щелочных ионов в горячую зону – область лазерного фокуса (эффект Соре, хорошо известный для газов и жидкостей), и миграция этих же ионов от точки фокуса к краям зоны лазерного воздействия вследствие наведенного лазером градиента электрического потенциала.

В настоящей работе исследуются миграционные характеристики ионов щелочных металлов в условиях различного температурного градиента и градиента электрического потенциала. Для создания указанных градиентов используются как стационарные условия (путем приложения к противоположным сторонам образцов внешнего градиента температуры или электрического поля), так и нестационарные условия (при воздействии импульсным лазерным излучением).

При взаимодействии импульсного лазерного излучения с матрицей стекла могут проходить два процесса: генерация свободных электронов за счет многофотонного поглощения и разогрев матрицы при рекомбинации электронов. Формирование свободных электронов в локальной области в объеме стекла, возможно, приводит к миграции электронов в окружающие области за счет концентрационного градиента, следствием чего является формирование локального градиента электрического потенциала, способствующего миграции щелочных ионов без заметного разрушения структуры стекла. Далее происходит ряд релаксационных процессов, результатом которых является закрепление щелочных ионов в новой области стекла, приводящее к локальному увеличению концентрации этих ионов и, как следствие, к изменению ряда физико-химических свойств, в том числе показателя преломления.

Структурные особенности стекол до и после миграции ионов щелочных металлов в результате градиентов температуры и электрического потенциала, сформированных стационарным и нестационарным способами, исследовались методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Локальное изменение состава определялось при помощи спектроскопии энергетической дисперсии.

В качестве объектов исследования использованы щелочные ниобофосфатные стекла составов $0.5\text{Li}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, $0.25\text{Li}-0.25\text{Na}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, $0.5\text{Na}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, $0.25\text{Na}-0.25\text{K}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, $0.5\text{K}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, $0.25\text{Li}-0.25\text{K}-0.3\text{P}-0.2\text{Nb}$, где Li, Na, K – соответствующие оксиды, P – P_2O_5 , Nb – Nb_2O_5). Синтез проводился с использованием твердых карбонатов щелочных металлов, оксида ниобия (V), ортофосфорной кислоты [3].

Для всех указанных составов исследованы спектры комбинационного рассеяния, исследованы термические эффекты, определены показатели преломления, определены упругие модули, рассчитаны объемы флуктуационных микропустот, получены данные по термической диффузии, измерена электрическая проводимость на постоянном и переменном токе, рассчитаны подвижность щелочных ионов и коэффициенты электродиффузии.

Рентгенофазовый анализ частично и полностью закристаллизованных образцов ниобофосфатных стекол показал, что во всех случаях кристаллизуются преимущественно простые и сложные фосфаты щелочных металлов и ниобия (наличие метаниобатов щелочных металлов не обнаружено), что в заметной мере определяет структурно-химические мотивы строения этих стекол.

На основе результатов спектроскопии комбинационного рассеяния, рентгенофазового анализа и литературных данных ЯМР [4] и ЭПР [5] для этих стекол предложена модель строения щелочных ниобофосфатных стекол, выявлена корреляция между особенностями структуры этих стекол и миграционными характеристиками различных по типу щелочных ионов в них.

Экспериментальные исследования проводились с использованием оборудования ресурсных центров «Оптические и лазерные методы исследования вещества», «Междисциплинарного ресурсного центра по направлению «Нанотехнологии» и «Рентгенодифракционных методов исследования» Научного парка СПбГУ.

1. Tomlins P.H., Smith G.N, Wooliams, P.D., Rasakanthan R., Sugden K. Femtosecond laser micro-inscription of optical coherence tomography resolution test artifact // *Biomed Opt Express*. 2011, **Vol. 2(5)**.

2. Dubov M., Mezentsev V., Manshina A., Povolotskiy A., Petrov Y., Sokolov I. // Waveguide fabrication in lithium-niobo-phosphate glasses by high repetition rate femtosecond laser: route to non-equilibrium material's states. *Optical materials express*. 2014. **Vol.4**. No.6. p. 1197-1206.

3. Маньшина А.А., Поволоцкий А.В., Курушкин М.В., Соколов И.А. Формирование оптических фазовых структур в объеме фосфатных стекол за счет термической диффузии, вызванной воздействием фемтосекундного лазерного излучения. *Оптический журнал*, 2015, т.82, №2, с.72-81.

4. Flambard A. Structure and nonlinear optical properties of sodium–niobium phosphate glasses / A. Flambard a, J.J. Videau b, L. Delevoye et al. // *Journal of Non-Crystalline Solids*, **Vol.354**, 2008, p.3540–3547.

5. Rakhimov R. Electron paramagnetic resonance and quantum-mechanical analysis of binuclear niobium clusters in lithium–niobium phosphate glasses/ R. R. Rakhimov, V. J. Turney, D. E. Jones, et al. // *Journal of chemical physics*, **vol. 118**, № 13, 2003

СОЗДАНИЕ ПЕРСПЕКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА – ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПРИЗМЫ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ

Окунь Р.А., Доан Ван Бак, Иванов С.А., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложен вариант реализации нового оптического элемента – голографической призмы – на основе фото-термо-рефрактивного стекла (ФТР-стекла). Проведено исследование голографических свойств ФТР-стекла при записи мультиплексированных голограмм с различными экспозициями. Проведена аттестация полученных голографических призм. Доработана схема их записи с целью улучшения метрологических характеристик элемента.

В настоящее время объемная голография является активно развивающимся направлением благодаря растущему интересу к оптическим элементам, выполненным на основе Брэгговских решеток. Такие элементы используются для создания спектральных и пространственных селекторов, сверхузкополосных фильтров, брэгговских зеркал для повышения спектральной яркости и термической стабилизации длины волны излучения полупроводниковых лазеров [1,2]. В последнее время наряду с оптическими элементами на основе одиночной голографической решетки появляются элементы, представляющие собой систему голограмм, мультиплексированных в одном образце. Примерами таких элементов являются мультиплексор/демультиплексор лазерного излучения, а также голографическая призма [3,4].

Голографическая призма представляет собой параллелепипед из фотохромного материала, в котором записана система наложенных голограмм. При мультиплексировании большого числа голографических решеток в одном образце все решетки записываются последовательно. При воздействии на образец референтного лазерного луча индуцируется отклик в виде нескольких дифрагированных лучей. В зависимости от способа записи они возникают поочередно, при повороте образца или одновременно (Рис. 1 и Рис. 2). Такой оптический элемент может применяться при создании приборов для угловых измерений в качестве ключевого углозадающего элемента.

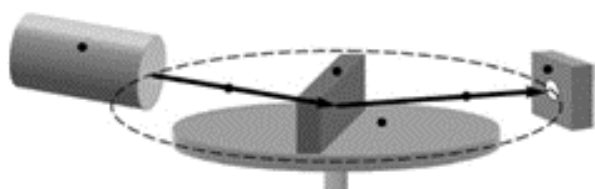


Рис. 1. Голографическая призма с поочередно возникающими откликами

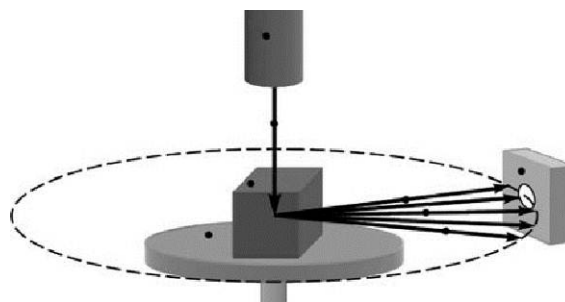


Рис. 2. Голографическая призма с откликами, возникающими одновременно

В качестве среды для записи голографических призм следует выбирать механически и химически стойкий материал. Примером такой голографической среды является кристалл CaF_2 с центрами окраски, на котором голографическая призма была записана первоначально. В настоящей работе для записи призмы использовано фото-термо-рефрактивное стекло (ФТР-стекло) [5,6], обладающее лучшими голографическими свойствами по сравнению с флюоритом. К таковым можно отнести меньшие значения экспозиции при записи голограмм и отсутствие поглощения в видимой области спектра. Отсутствие поглощения позволяет записывать чисто фазовые объемные высокоселективные голограммы с высоким пропусканием и дифракционной эффективностью. Материал синтезирован на кафедре ОТиМ Университета ИТМО.

В настоящей работе было проведено исследование голографических свойств ФТР-стекла при мультиплексировании большого числа наложенных голограмм с разными соотношениями экспозиций. Варьирование экспозиций при записи отдельных решеток в призме позволяет

управлять их дифракционной эффективностью и, соответственно, интенсивностью излучения в каналах призмы. Таким образом, появляется возможность однозначной идентификации отклика от определенного канала.

Схема записи собрана на виброизолированной голографической плите на основе He-Cd лазера с длиной волны излучения 325 нм. После записи образцы проходили термообработку, включающую в себя нагрев до температур близких к температуре стеклования за 90 минут с дальнейшим поддержанием температуры в течение 600 минут.

Для аттестации призм использовался Nd:YAG лазер с длиной волны излучения 532 нм. Вращение образца осуществлялось при помощи высокоточного поворотного столика с шагом 1.8'' и разрешением 0.0036''. Аттестация призмы включала в себя: измерение угла падения считываемого излучения для каждой голограммы, а также измерение угла дифракции для них в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

В ходе работы осуществлена запись нескольких образцов голографических призм. Проведенная аттестация позволила усовершенствовать схему их записи (в частности, в схему добавлен диодный юстировочный лазер с длиной волны излучения 632.8 нм для контроля положения образца во время записи). Полученные образцы голографических призм по своим метрологическим характеристикам превосходят ранее созданные и позволяют перейти к созданию высокоточных устройств контроля угла на их основе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России при выполнении научно-исследовательской работы в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности по заданию №16.1651.2017/ПЧ.

1. V.L. Volodin, S.V. Dolgy, E.D. Melnik, E. Downs, J. Shaw, V.S. Van, *Opt. Lett.*, **29**, 1891-1893, (2004).
2. L. Glebov, *Rev. Laser Eng.*, **41**, 684-690, (2013).
3. С.А. Иванов, Доан Ван Бак, А.И. Игнатъев, Н.В. Никоноров, *Научно-технический вестник ИТМО*, **16**, 428-435, (2016).
4. В.А. Грановский, М.Д. Кудрявцев, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин, *Опт. и спектр.*, **106**, 855-863, (2009).
5. L.V. Glebov, *J. Holography Speckle*, **5**, 1-8, (2008).
6. С.А. Иванов, А.И. Игнатъев, Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, *Опт. журнал*, **81**, 72-77, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ И ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ ПЕРЕДАВАЕМОГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕТОВОДАХ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА

Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Корсаков А.С., Жукова Л.В.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Исследованы оптические потери и плотность мощности передаваемого ИК излучения через световоды галогенидов серебра. Полученные результаты подтверждают возможность использования данных материалов в лазерных скальпелях и других областях техники.

Для применения ИК световодов на основе галогенидов серебра в различных областях науки и техники необходимо знать такие их параметры, как оптические потери и лучевую прочность, а также изменение оптических свойств при многократном изгибе волокна.

Измерение оптических потерь волокна проводили на специальном стенде с использованием CO₂ лазера Synrad 10 Вт и термоэлектрического приемника Ophir на длине волны 10,6 мкм [1]. Расчет производили методом отрезков по формуле (1).

$$\alpha = \frac{10 \lg(P_2/P_1)}{(l_2 - l_1)}, \quad (1)$$

где p_2 и p_1 – мощности излучения (мВт) на выходе из образца световода длиной l_2 (причем $l_2 > l_1$) и отрезанного от него световода длиной l_1 соответственно. Оптические потери (α в дБ/м) измеряли во всех получаемых ИК световодах указанным выше способом. Они имеют значение в диапазоне от 0,1 и менее до 0,4 дБ/м в зависимости от составов световодов.

С использованием специального стенда, схема которого указана на Рис. 1, оценивали лучевую прочность ИК световода состава AgCl_{0,25}Br_{0,75} диаметром 1,12 мм, длиной 250 мм, которая составила более 60 кВт/см² на длине волны 10,6 мкм в непрерывном режиме. Данный показатель позволяет обеспечить передачу по оптическому волокну излучение стандартных медицинских лазеров мощностью 10 – 30 Вт. Максимальная мощность вводимого излучения в непрерывном режиме составила 21 Вт (ограничено максимальной мощностью лазера после ZnSe линзы).

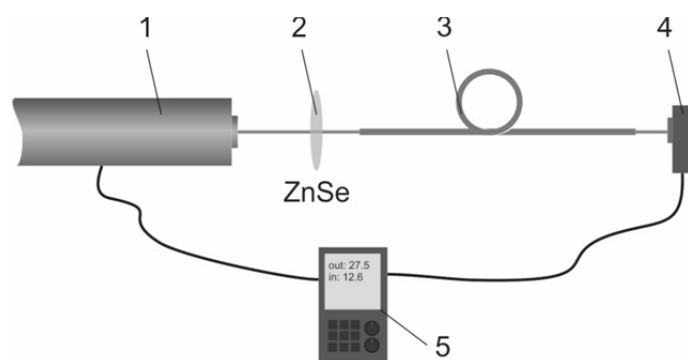


Рис. 1. Схема для испытания стойкости оптического волокна к лазерному излучению без охлаждения:

1 – CO₂ лазер; 2 – ZnSe линза; 3 – ИК волокно; 4 – термоэлектрический датчик; 5 – контроллер

Время испытаний накопленным итогом на один образец инфракрасного волокна составило в непрерывном режиме работы лазера – 100 часов, оптические свойства исследуемых образцов после обозначенного времени эксплуатации не изменились. Внешний вид торца световода после испытания представлен на Рис. 2. Видно, что несмотря на относительно среднее качество торца световода, не произошло его видимое разрушение, при плотности мощности 61 кВт/см². Для оценки ввода излучения использовалась ZnSe линза диаметром 24,5 мм с фокусным расстоянием 50 мм и диаметром фокусного пятна 220 мкм. Диаметр фокусного пятна оценивался методом сканирования оптической щелью перетяжки излучения.

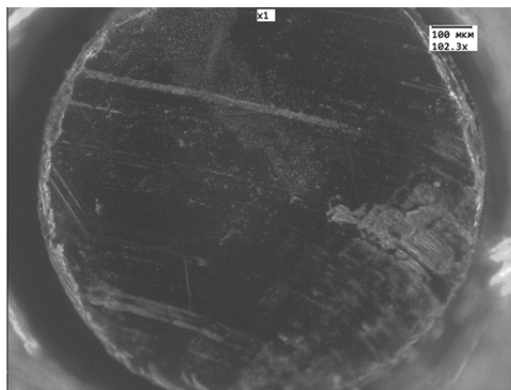


Рис. 2. Входной торец световода после воздействия излучения 20,5 Вт (пиковая 21,1 Вт), плотность мощности 61 кВт/см²

В результате испытаний выявилась необходимость охладить торец для введения максимальной мощности и увеличения длительности воздействия лазерного излучения на оптическое волокно (Рис. 3). Для охлаждения был использован азот газообразный особой чистоты (1 класс по ГОСТ 9293–74). Применение газа для охлаждения, помимо задачи теплоотвода от торца волокна решает, так же задачу защиты от возможного попадания пыли. Попадание инородных тел на торец волокна во время ввода лазерного излучения провоцирует образование центров нагрева материала и его расплавления. Данный факт необходимо будет учитывать при проектировании корпуса лазерного скальпеля и других применениях в силовой лазерной технике.

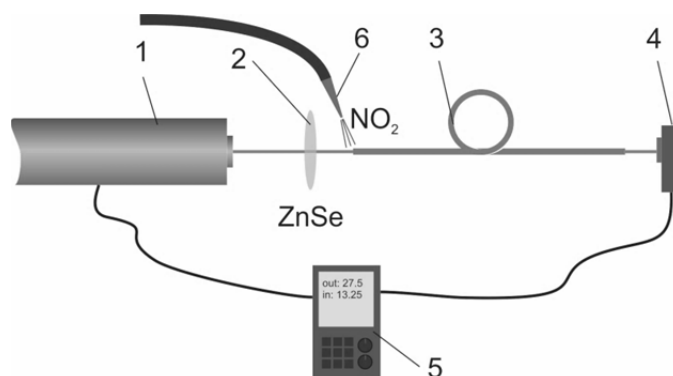


Рис. 3. Схема для испытания стойкости оптического волокна к лазерному излучению с азотным охлаждением: 1 – CO₂ лазер; 2 – ZnSe линза; 3 ИК волокно; 4 – термоэлектрический датчик; 5 – контроллер; 6 – устройство подачи газообразного азота

Кроме того, была дана оценка влияния радиусов изгиба в 100 мм на оптические свойства волокон. Для эксперимента подготовили отрезки волокон длиной 1 метр и изгибали их через центр на барабане диаметром 200 мм, предварительно измерив их оптические свойства (диапазон и интенсивность пропускания). Угол изгиба составлял 90°, количество циклов изгибов в каждую сторону 100 раз. После выполнения циклических изгибов изменений в оптических свойствах не обнаружено. Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности многократных изгибов инфракрасных волокон на радиусы не менее 100 мм, при использовании их в качестве каналов для передачи лазерного излучения.

1. Л.В. Жукова, Н.В. Примеров, А.С. Корсаков, А.И. Чазов, *Неорганические материалы*, **44**, №12, 1516–1521, (2008).

ЗАПИСЬ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ В ФТР СТЕКЛЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Столярчук М.В., Чернаков Д.И., Сидоров А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена записи оптических люминесцентных волноводов УФ излучением в фото-термо-рефрактивном (ФТР) стекле, содержащем серебро и церий. Люминесцентные измерения демонстрируют, что субнаноразмерные кластеры серебра ответственны за формирование волновода. Экспериментальные измерения показателя преломления голографическим способом сопровождаются квантовохимическими расчетами, которые показали, что вклад в изменение показателя преломления преимущественно вносят нейтральные кластеры серебра.

Введение.

Фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла [1], содержащие серебро, используются для записи брэгговских объемных решеток, а также в разработке полифункциональных материалов для нужд фотоники и интегральной оптики. Кроме того, ФТР стекла могут служить матрицей для исследований субнаноразмерные кластеры серебра. Серебро в таких стеклах может присутствовать в виде ионов Ag^+ , атомов Ag_0 , заряженных Ag_n^{q+} или нейтральных Ag_n субнаноразмерных кластеров и плазмонных ноночастиц.

Люминесцентные оптические волноводы и волокна, содержащие сильно излучающие кластеры, перспективные чувствительные элементы для различных регистрирующих систем, таких как датчики температуры, детекторы электрического разряда и дозиметров УФ излучения [2]. В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований записи УФ излучением оптических волноводов в ФТР стекле, легированном церием и серебром.

Результаты.

В работе исследовалось стекло состава: $Na_2O-ZnO-Al_2O_3-SiO_2-NaF-NaCl$ с добавлением Ag_2O , CeO_2 (0.07 мол%) в качестве фотосенсибилизатора, и Sb_2O_3 (0.04 мол%) в качестве восстановителя.

Как было показано в [1], этот тип стекла первоначально содержит ионы Ag^+ и заряженные кластеры серебра Ag_n^{q+} ($n = 2-4$), что приводит к появлению слабой люминесценции в видимой области спектра. Образцы облучались сфокусированным в полосу пучком излучения He-Cd лазера длиной волны 325 нм.

Облучение ртутной лампой через металлическую маску может быть также использовано в таких экспериментах. После экспонирования образца под ультрафиолетовым излучением, попадающим в полосу поглощения ионов Ce^{3+} , заряженные кластеры преобразуются в нейтральные.

Это приводит к появлению интенсивной люминесценции в видимой области (Рис. а). Количественная характеристика индуцированного изменения показателя преломления определяется в ходе измерений голографическим способом по формуле Когельника.

Для того чтобы получить представление о возможном источнике изменения показателя преломления, была рассчитана статическая электронная поляризуемость нейтральных и заряженных кластеров (Рис. б) на основе теории функционала плотности. Все расчеты проводились с помощью квантово-химических программ Amsterdam Density Functional (ADF) и Dalton.

Применив известное уравнение Лоренца-Лоренца, было проанализировано качественное изменение молекулярной рефракции при УФ облучении. Согласно полученным результатам, большая поляризуемость нейтральных кластеров серебра по отношению к заряженным может определять изменение показателя преломления.

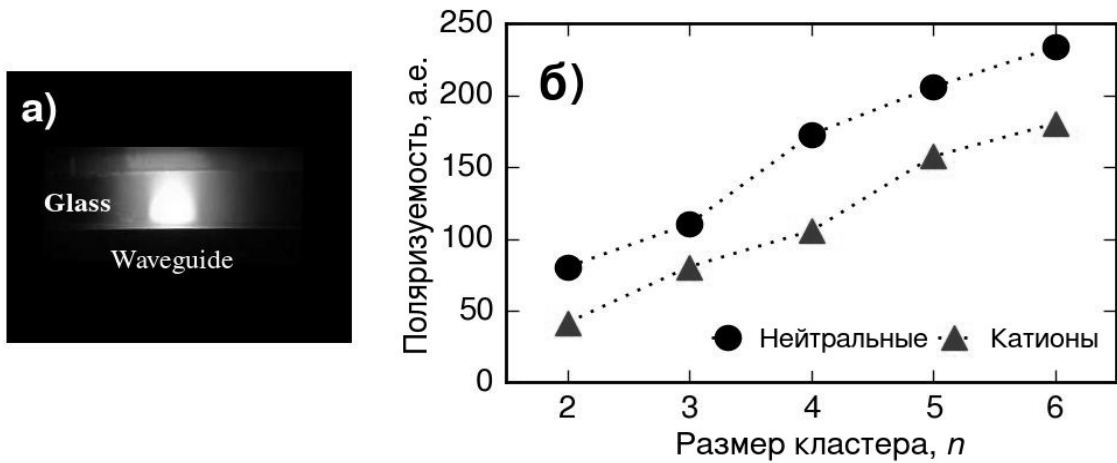


Рисунок. а) Фотография люминесценции в записанном волноводе (вид с торца волновода). Длина волны возбуждения 365 нм; б) Рассчитанные значения полных поляризуемостей нейтральных и заряженных субнаноразмерных кластеров серебра $Ag_n^{0/+1}$

Заключение.

Методом УФ облучения стекла указанного состава без последующей химической или термообработки могут быть записаны оптические волноводы, обладающие люминесценцией. Фотоиндуцированное изменение показателя преломления вызвано фотохимической реакцией восстановления, в ходе которой заряженные кластеры серебра трансформируются в нейтральные, обладающие большей поляризуемостью. Сформированные волноводы могут найти применение для создания электрооптических модуляторов типа интерферометра Маха–Цендера.

1. V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov, T.A. Shakhverdov, D.S. Agafonova, *Opt. Mat.*, **36**, 753, (2014).
2. D.S. Agafonova, A.I. Sidorov, E.V. Kolobkova, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, T.A. Shakhverdov, P.S. Shirshnev, V.N. Vasiliev, *Opt. Eng.*, **54**, 117107, (2015).

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS/TGA, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЕВРОПИЯ

Смирнов М.С., Звягин А.И., Кондратенко Т.С., Перепелица А.С.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В работе представлены исследования коллоидных квантовых точек (КТ) $Zn_xCd_{1-x}S$, пассивированных тиогликолевой кислотой, и легированные ионами европия. В легированных КТ обнаружены полосы люминесценции ионов европия. Сделан вывод о возбуждении ионов европия путём передачи возбуждения от β -дикетона и КТ.

Полупроводниковые кристаллы, а также диэлектрики, легированные редкоземельными элементами находят обширные применения в качестве твердотельных лазеров, волоконных усилителей, биометок, солнечных элементов, и других оптоэлектронных устройств. Ключевым является высокий квантовый выход люминофоров на основе ионов редкоземельных элементов. При фотовозбуждении поглощает, как правило, матрица, и передаёт возбуждение редкоземельным ионам. Детализация процессов переноса возбуждения в каждом конкретном случае, является необходимой для оптимизации эффективности возбуждения люминесценции редкоземельных ионов.

Значительный интерес к нанокристаллам размерами порядка боровского радиуса экситона Ванье-Мотта определяется зависимостью абсорбционных и люминесцентных свойств от их размера. Такие нанокристаллы также называют квантовыми точками (КТ). Наличие простых методик синтеза КТ растворах открывает пути их активного использования. Особое место среди разнообразных КТ по составу, форме, размеру и пассивирующим оболочкам занимают нанокристаллы, легированные редкоземельными ионами. В таких объектах суммируются уникальные свойства как КТ, в смысле эффективной перестройки абсорбционных и люминесцентных полос, так и редкоземельных ионов, часть переходов в которых имеет высокий квантовый выход. Ключевой вопрос успешного применения таких систем заключается в знании механизмов формирования, переноса и деградации возбуждений на состояниях квантовой точки и внедренного в неё иона европия. Зачастую выводы о способе возбуждения ионов европия основываются только на стационарных спектрах возбуждения люминесценции. Отсутствуют исследования кинетики затухания люминесценции. Остаются неясными механизмы возникновения люминесценции ионов редких земель при возбуждении квантовых точек, механизмы взаимодействия центров излучательной рекомбинации и редкоземельных ионов.

Сказанное выше, свидетельствует об актуальности исследования закономерностей процессов переноса и распада электронных возбуждений в стабилизированных тиогликолевой кислотой квантовых точках (CdS и $Zn_xCd_{1-x}S$), легированных ионами европия.

Целью работы являлось исследование процессов возбуждения и люминесценции коллоидных КТ $Zn_xCd_{1-x}S$, пассивированных тиогликолевой кислотой и легированных ионами европия. Для достижения поставленной цели использовался комплексный подход к синтезу образцов. Первым этапом было приготовление люминесцирующих органо-металлических комплексов ионов европия с β -дикетоном. Для этого в раствор нитрата европия добавлялся β -дикетон 1-(2-Теноил)-3,3,3-трифлюорацетон. Далее раствор нагревался до 40 С и pH раствора при помощи NaOH доводился до 6.5. О формировании комплекса европия с β -дикетоном судили по возникновению сильной красной люминесценции. Для синтеза коллоидных КТ в водный раствор бромида кадмия (для КТ смешанного состава смесь растворов бромида кадмия и бромида цинка) добавляли тиогликолевую кислоту и при помощи NaOH доводили pH до 6.5, при этом раствор становился прозрачным. Далее смешивали раствор комплексов ионов европия и кадмия и покапельно вносили сульфид натрия. После окончания синтеза для удаления не связавшегося с КТ комплекса европия готовые КТ высаживали этанолом, центрифугировали и повторно растворяли в дистиллированной воде. Для определения состава в КТ $Zn_xCd_{1-x}S$ исследовали рентгеновскую дифракцию, представленную на Рис 1., используя эмпирический закон Вегарда. Обнаруженные пики рентгеновской дифракции соответствуют кубической

кристаллической решётке, как для чистых сульфида цинка и кадмия, так и для твёрдых растворов, причём с увеличением x рефлексы рентгеновской дифракции сдвигаются от рефлексов, соответствующих CdS к рефлексам ZnS. Все обнаруженные рефлексы оказались уширенными из-за малых размеров кристаллитов, размеры которых определяли по формуле Шеррера (1) для рефлекса (111):

$$\langle d \rangle = \frac{0.89 \cdot 1.54}{\Delta\beta \cdot \cos \theta}, \quad (1)$$

где $\Delta\beta$ ширина на половине высоты рентгеновского рефлекса, θ – угол Брегга. Средние размеры исследованных КТ $Zn_xCd_{1-x}S$ независимо от состава оказались около 3 нм.

Спектры поглощения чистых КТ $Zn_xCd_{1-x}S$ представлены на Рис. 2. Для всех спектров поглощения хорошо видна особенность (полоса), обусловленная поглощением в основное состояние экситона. Она расположена в области от 2.9 эВ (КТ CdS) до 4.10 эВ (КТ ZnS). Энергия экситона для КТ всех составов оказывается сдвинутой на 0.5 эВ относительно энергии ширины запрещённой зоны массивных полупроводников. Спектры поглощения КТ $Zn_xCd_{1-x}S$, легированных ионами европия идентичны спектрам поглощения чистых КТ $Zn_xCd_{1-x}S$.

Все КТ $Zn_xCd_{1-x}S$ при облучении УФ излучением с длиной волны 313 нм проявляют люминесценцию (Рис. 3). Полоса люминесценции при увеличении содержания Zn в твёрдом растворе испытывает коротковолновый сдвиг от 640 нм для КТ CdS до 460 нм для КТ ZnS, однако этот сдвиг по шкале энергий оказывается меньше, чем сдвиг энергии основного состояния экситона в поглощении. Поскольку стоксов сдвиг для полосы люминесценции относительно энергии поглощения в основное состояние экситона составляет не менее 1 эВ, а ширина полосы на половине высоты ~ 1 эВ, то за свечение отвечают дефекты. При изменении состава от CdS к ZnS, по-видимому, происходит постепенное изменение дефекта, ответственного за люминесценцию.

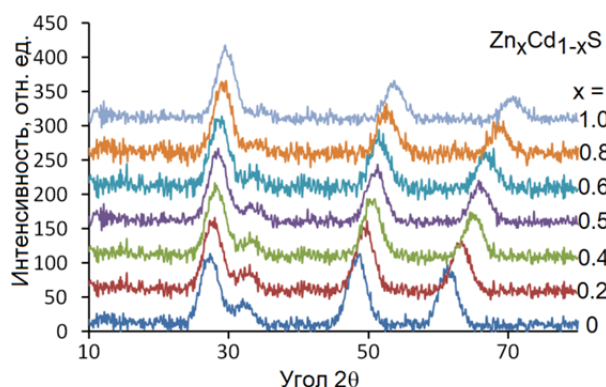


Рис. 1. Рентгеновская дифракция коллоидных КТ $Zn_xCd_{1-x}S$

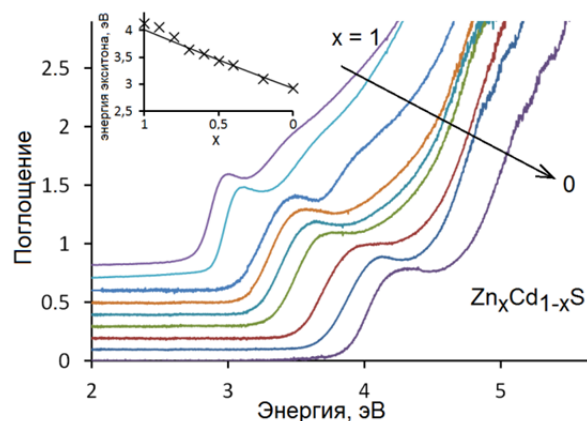


Рис. 2. Спектры поглощения КТ $Zn_xCd_{1-x}S$ в зависимости от состава, $\langle d \rangle = 3$ нм. На врезке зависимость энергии экситона от состава (x)

При возбуждении люминесценции $Zn_xCd_{1-x}S$, легированных ионами европия, в спектрах люминесценции кроме полосы люминесценции, обусловленной дефектами КТ, появляется набор узких пиков области от 590 нм до 700 нм (Рис. 4). При этом в спектре возбуждения металлоорганического комплекса с ионами Eu^{3+} присутствует одна полоса, совпадающая по положению и форме со спектром поглощения β -дикетона, а в спектре возбуждения КТ ZnS, легированных ионами европия, кроме этой полосы, появляется также полоса, обусловленная поглощением КТ ZnS. Для КТ смешанного состава в спектре люминесценции также наблюдаются полосы, обусловленные свечением ионов европия. Однако интенсивность их уменьшается пропорционально концентрации CdS в составе КТ $Zn_xCd_{1-x}S$. Поскольку в спектре возбуждения люминесценции ионов европия присутствуют полосы, обусловленные поглощением как β -дикетона, так и КТ $Zn_xCd_{1-x}S$, то возбуждение ионов европия осуществляется двумя путями. Первый – путём передачи возбуждения от молекулы β -дикетона, второй от КТ $Zn_xCd_{1-x}S$.

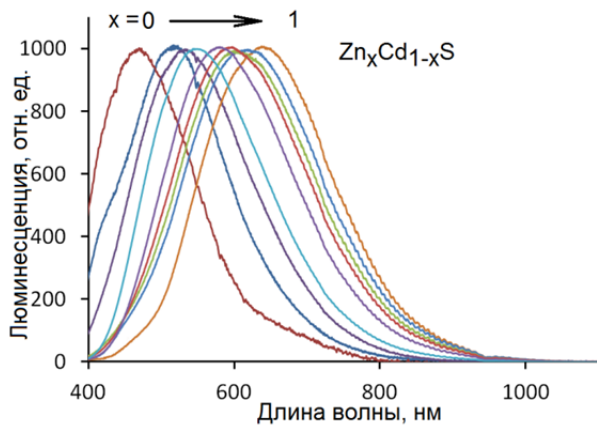


Рис. 3. Спектры люминесценции КТ $Zn_xCd_{1-x}S$

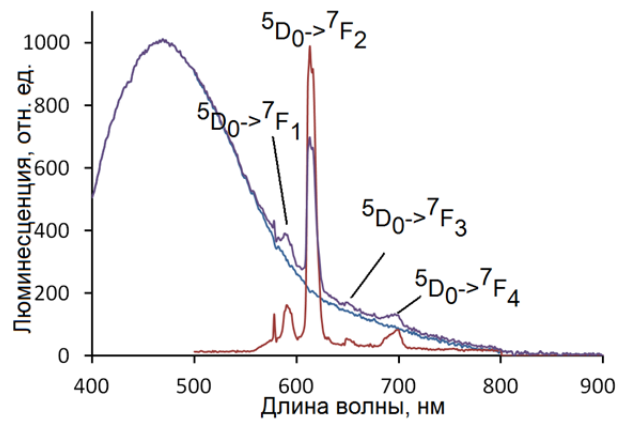


Рис. 4. Спектры люминесценции КТ ZnS, металлоорганического комплекса с ионами Eu^{3+} и КТ ZnS легированных ионами европия

Таким образом, в работе были синтезированы КТ $Zn_xCd_{1-x}S$, как чистые, так и легированные ионами европия. В спектре люминесценции легированных КТ наблюдаются полосы люминесценции, обусловленные ионами европия.

Работа поддержана грантом РФФИ (№17-02-00748а).

ВЫБОР ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ НАНОЧАСТИЦ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ ДЛЯ МИКРОТЕРМОМЕТРИИ

Гожальский Д.И., Иванов Д.И., Черевков С.А., Дубовик А.Ю., Захаров В.В.,
Вениаминов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

С помощью люминесцентной сканирующей микроскопии изучены зависимости характеристик люминесценции квантовых нанокристаллов и молекулярных кластеров в стекле от температуры с целью измерения степени нагрева материалов сфокусированным лазерным пучком.

Работа посвящена изучению влияния изменения температуры на люминесценцию, с тем чтобы контролировать состояние материалов, изучаемых методами лазерной сканирующей микроскопии. Проведено измерение спектров люминесценции нанопластинок из CdSe, квантовых точек CdSe/ZnS, люминесцирующих в зелёной и красной областях спектра, с максимумами люминесценции при 25°C соответственно на 466, 537, 634 нм, а также стекла, активированного молекулярными кластерами хлорида меди [1] с максимумом люминесценции при 25°C на 638 нм. Исследуемые объекты располагались на стеклянной пластине с проводящим покрытием, нагреваемой проходящим через неё током.

В экспериментах подтверждён люминесцентный термохромизм всех образцов: при повышении температуры спектр излучения нанокристаллов смещается в длинноволновую область, а интенсивность люминесценции падает; спектр люминесценции молекулярных кластеров смещается в область меньших длин волн, а её интенсивность возрастает). Данный эффект представлен на Рис. 1 и 2, где отражены результаты серии измерений спектров люминесценции нанопластинок в интервале температур 25-100°C. Малая ширина и простая форма полосы люминесценции, которая при нагревании обратимо смещается на 10 нм, обеспечивает нанопластинкам преимущество в точности определения температуры перед другими рассматриваемыми люминофорами.

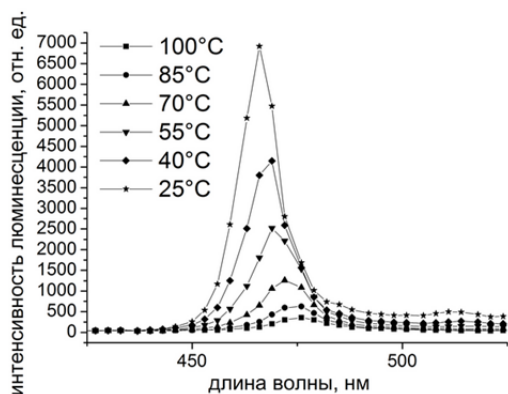


Рис. 1. Спектры люминесценции нанопластинок при различных температурах

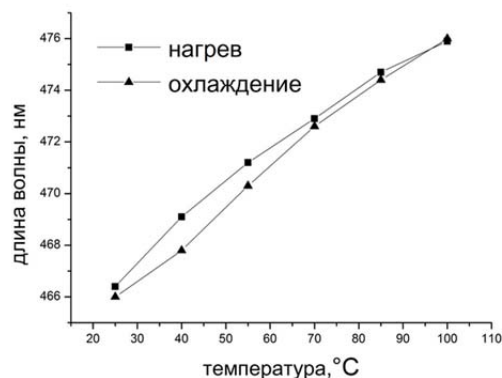


Рис. 2. Зависимость длины волны максимума люминесценции нанопластинок от температуры

1. A. N. Babkina, P. S. Shirshnev, N. V. Nikonorov, A. I. Sidorov, E. V. Kolobkova
PHOTOLUMINESCENT TEMPERATURE SENSOR BASED ON BORATE AND PHOSPHATE
GLASSES DOPED WITH COPPER CLUSTERS // Proc. SPIE. — 2015. — V. 9506. — P. 1-9.

**ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПРОФИЛЬ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ,
ФОРМИРУЕМОГО МЕТОДОМ ТЕРМИЧЕСКОГО ИСПАРЕНИЯ В
ВАКУУМНОЙ УСТАНОВКЕ**

Хоанг Тхань Лонг, аспирант

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Аннотация: Рассмотрены факторы, влияющие на профиль толщины слоя по выпуклой поверхности оптического элемента большой кривизны при формировании на ней слоев через круглую диафрагму во время осаждения в вакуумной установке при одинарном вращении оптической детали.

Наиболее распространенным методом нанесения интерференционных слоёв на поверхностях оптических элементов является вакуумный метод термического испарения в вакууме [1-3]. Для создания условий осаждения используется вакуумная установка, состоящая из вакуумной камеры, в которой проводится осаждение вещества, откачивающей системы, блоков аппаратуры нагрева испарителей и обработки подложек тлеющим разрядом, системы контроля толщины слоев в процессе их формирования. При испарении из точечного испарителя молекулы испаряемого вещества двигаются во всех направлениях с равной вероятностью, т.е. скорость испарения не зависит от направления [4]. Следовательно, такой испаритель не будет оказывать влияния на профиль толщины покрытия на приемной поверхности, равноудаленной от него, за исключением тех случаев когда на пути молекул стоит диафрагма, которая частично перекрывает поток испаряемого вещества. При испарении вещества из малого поверхностного испарителя молекулы распространяются в пространстве в соответствии с косинусоидальным законом - законом Кнудсена [5]. Согласно этому закону, испарение пленкообразующего вещества происходит преимущественно в направлениях, близких к нормали к испаряемой поверхности. Толщина слоя в центральной точке поверхности сферической детали, сформированная осаждением материала через круглую диафрагму с учетом различных факторов, может быть определена следующим выражением [4]:

$$d = \frac{\beta v}{\pi g \omega} \int_0^\pi \frac{\cos \theta \cos \theta'}{P^2} d\varphi \quad (1)$$

Где P - расстояние между любой точкой на испарителе и рассматриваемой точкой на подложке, φ – угловая координата зоны испарителя, видимая из рассматриваемой точки на поверхности детали, β – коэффициент конденсации, g - плотность образовавшегося слоя, v - скорость испарения вещества, ω - угловая скорость вращения приемной поверхности (Рис. 1).

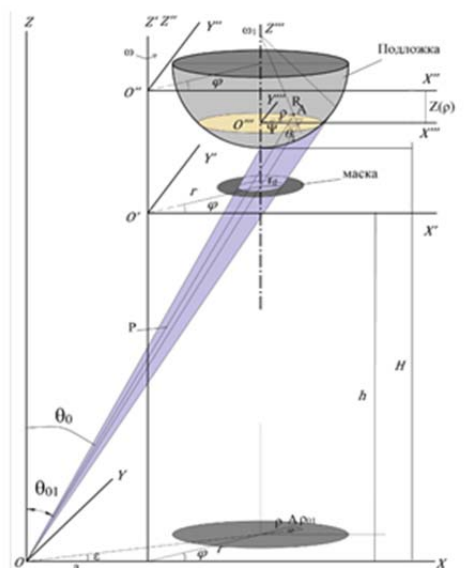


Рис. 1. Схема осаждения покрытия

Предположим, что коэффициенты: β , ν , ω , g в выражении (1) постоянны во времени и суммарное влияние их на толщину минимально. Следовательно, *основное влияние* на толщину слоя в некоторой точке поверхности подложки оказывают параметры: H — расстояние от плоскости, в которой расположен испаритель до плоскости, в которой расположен полюс оптической детали, h — расстояние между плоскостями, в которых расположены испаритель и диафрагма, r_d - радиус диафрагмы, a — радиус кольцевого поверхностного испарителя (расстояние от малого поверхностного испарителя до оси вращения подложкодержателя).

Дополнительные факторы, влияющие на распределение толщины слоя по поверхности оптической детали с заданным распределением на подложке, при их практической реализации можно разделить на:

- Ошибки, возникающие до процесса осаждения при изготовлении элементов оснастки для формирования слоев с заданным распределением толщины, и при сборке и установке оснастки в вакуумной камере.

- Ошибки, возникающие во время осаждения при изменении размеров элементов оснастки, и при изменении расстояния от испарителя до элементов оснастки.

Все эти ошибки приводят к тому, что при формировании слоев полученные профили толщины отличаются от расчетных. Факторы при изготовлении элементов оснастки для формирования слоев являются технологическими факторами. Технологическая оснастка, используемая для фиксации оптической детали в вакуумной детали относительно проста, поэтому ошибки от ее изготовления оказываются минимально влияние на отклонение распределения толщины слоя от расчета. Сборка и установка оснастки в вакуумной камере осуществляется с помощью резьбовых соединений высокой точности, поэтому эти ошибки также оказывают минимальное воздействие на формирование толщины покрытия во время процесса осаждения.

Процесс осаждения является высокотемпературным процессом, поэтому изменение размеров элементов оснастки обусловлено их тепловым расширением. Существенное изменение размеров элементов оснастки наблюдается при длительном времени осаждения. Изменение расстояния от испарителя до элементов оснастки является отклонением уровня плёнкообразующего вещества до и после осаждения. Во время осаждения вещество испаряется и вызывает изменение расстояния от испарителя до элементов оснастки, за счет уменьшения объема испаряемого вещества.

Все вышесказанные факторы оказывают влияние на профиль толщины слоев при формировании покрытия при одинарном вращении оптической детали в вакуумной установке.

1. Путилин Э.С. Губанова Л.А. Оптические покрытия: учебник. – СПб.: Издательство «ЛАНЬ», 2016. 268 с.

2. Петухов В.Ю., Гумаров Г.Г. Ионно-лучевые методы получения тонких пленок. Учебно-методическое пособие для студентов физического факультета // Казань, 2010. - 87 с. Издание 2-е, исправленное и дополненное.

3. Борисенко В.Е., Воробьева А.И. Нанoeлектроника. Часть 2. – Минск.: БГУИР, 2003. – 77 с.

4. Холленд Л., Нанесение тонких пленок в вакууме, М.-Л.: "Госэнергоиздат", 1963.

5. Справочник "Технология тонких пленок" / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга, пер. с англ. под ред. М. И. Елипсона, Г. Г. С мол ко, М. "Советское радио", т.1, т.2, 1977.

РАЗРАБОТКА ШИКОРОПОЛОСНЫХ ПРОСВЕТЛЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧАЕМЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОГО НАСЛАИВАНИЯ

Фам В.Х.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены возможности нового метода формирования интерференционных покрытий – метода молекулярного наслаивания. Для этого метода определены экспериментальные значения показателей преломления пленкообразующих материалов SiO_2 и Al_2O_3 , из которых формируются исследуемые структуры широкополосных просветляющих покрытий.

В настоящее время весьма актуальной является задача создания тонких интерференционных слоев при обеспечении их химической и физической устойчивости и требуемых параметров покрытия при сокращении габаритов системы. Метод молекулярного наслаивания (МН) или зарубежный аналог Atomic Layer Deposition (ALD) позволяет получить тонкие слои, толщина которых менее одного нанометра. Кроме того, этот метод обеспечивает высокую равномерность нанесения пленок: отклонение по толщине слоя не превышает 1% по площади пластины диаметром 200 мм [1].

Для создания просветляющей интерференционной системы методом молекулярного наслаивания были синтезированы слои из оксида алюминия (Al_2O_3) толщиной 83 нм ($\pm 4\%$) и диоксида кремния (SiO_2) толщиной 102 нм ($\pm 6\%$) на плоскопараллельной пластине, изготовленной из стекла марки К8. Минимальная толщина слоя, которая может быть получена таким способом 1 нм. Оценка толщины слоя показала, что толщина слоя оксида алюминия, сформированного за один цикл – 0.14 нм, двуокиси кремния – 4.0 нм. Анализ спектральных характеристик полученных слоёв показал, что значения показателя преломления оксида алюминия и диоксида кремния на длине волны 550 нм: 1.5845 и 1.4608, соответственно.

На следующем этапе данной работы эти материалы были использованы для разработки структуры просветляющего покрытия, в состав которой входят слои, имеющие толщину равную нескольким десяткам нанометров. В основу конструкции была положена ячейка: $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \alpha\text{SiO}_2$, толщина входящих в неё слоёв 6.90 – 52.50 – 3.45 нм. Полученная структура интерференционного покрытия содержит три указанные ячейки и слой фторида магния.

Воздух / MgF_2 / $3(\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \alpha\text{SiO}_2)$ / Стекло (К8)

На Рис. 1 представлена спектральная характеристика энергетического коэффициента отражения полученной интерференционной системы в видимом диапазоне спектра, средний энергетический коэффициент отражения не превышает 1.2% в диапазоне спектра от 420 нм до 820 нм.

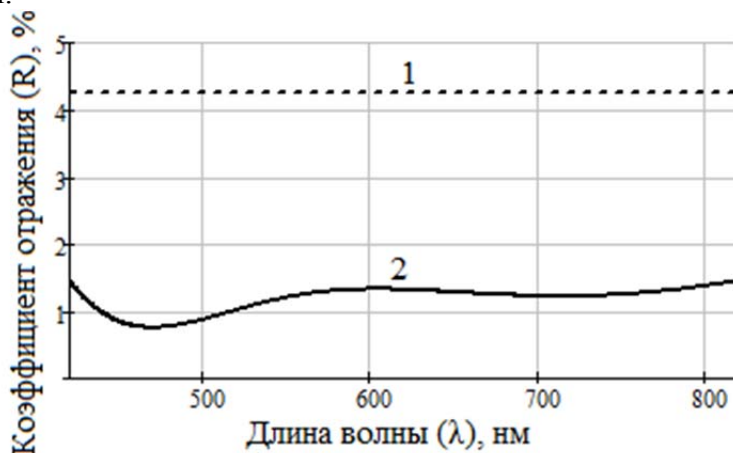


Рис. 1. Спектральная характеристика энергетического коэффициента отражения 1- чистого стекла К8; 2- системы $\text{MgF}_2 / 3(\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \alpha\text{SiO}_2) / \text{K8}$

На Рис. 2 представлены спектральные характеристики энергетического коэффициента отражения разработанного просветляющего покрытия при наличии отклонений в толщинах слоёв, входящих в состав этого покрытия. Анализ влияния

отклонения в толщинах слоев, формирующих покрытие показывает, что отклонение толщины слоев Al_2O_3 ($\pm 4\%$) и SiO_2 ($\pm 6\%$) вызывает наибольшее влияние на значение среднего коэффициента отражения в диапазонах спектра 450 – 560 нм и 600 – 750 нм. При этом среднее значение энергетического коэффициента отражения интерференционной системы лежит в диапазоне от 1.165% до 1.204%.

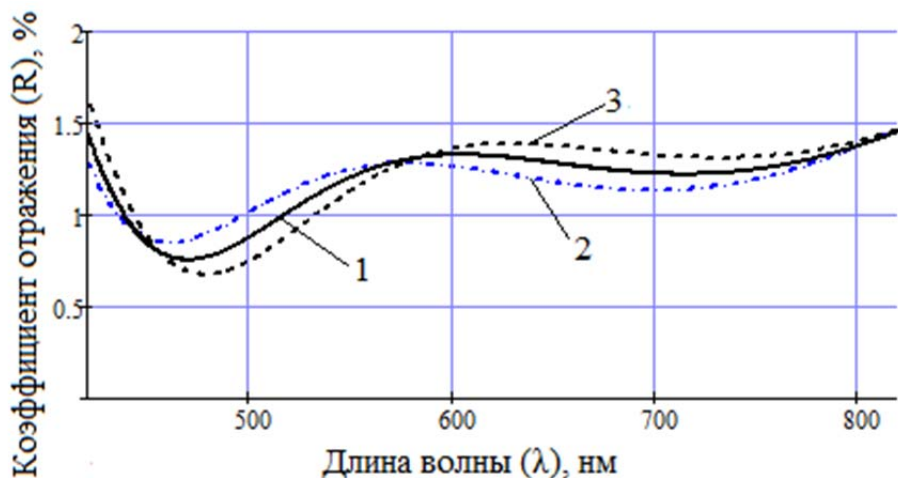


Рис. 2. Спектральная кривая энергетического коэффициента отражения
 1 - системы без отклонения в толщинах слоев
 2 и 3 – системы с верхним и нижним отклонением в толщинах слоев

В результате работы получено, что размещение системы ($\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \alpha\text{SiO}_2$) минимальной толщиной 1 нм в систему $\text{MgF}_2/\text{K8}$ позволяет снизить среднее значение энергетического коэффициента отражения от поверхности чистого стекла в 3.6 раз на участке спектра от λ_1 до λ_2 при отношении $\lambda_2: \lambda_1 = 1.95$.

1. M. Jarmo, Optics Letters, Vol.8, **53**, (2010)

ПРЯМОЕ ЛАЗЕРНОЕ ВЫРАЩИВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ИЗ НИКЕЛЕВОГО ПОРОШКА

**Сергеев К.Л.¹, Петровский В.Н.¹, Быковский Д.П.¹, Ишкиняев Э.Д.¹,
Щекин А.С.¹, Осинцев А.В.¹**

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

Никелевые сплавы уже хорошо зарекомендовали себя во многих отраслях промышленности. Они обладают высокой температурой плавления, прочностью, устойчивостью к коррозии и термостойкостью. Такой набор качеств обуславливает и применение: при изготовлении муфельных печей, для производства теплообменников и трубопроводов, в качестве деталей газовых турбин. Сплавы с содержанием никеля до 80% применяют для изготовления деталей камер сгорания в реактивных двигателях и атомных реакторах. Сплавы используются для изготовления деталей, где требуется высокая прочность при высокой температуре. Никель нашел широкое применение в авиационной и ракетно-космической отрасли. В авиационной промышленности особый интерес представляет использование никеля в аддитивных технологиях. Это связано прежде всего со снижением стоимости и временем изготовления, получением лучших механических свойств отдельных деталей газотурбинных двигателей.

Мы предлагаем использовать технологию прямого лазерного выращивания для получения никелевых деталей из жаропрочного высокохромистого сплава на никелевой основе. Данная технология подразумевает собой плавление металлического порошка, подаваемого через сопло коаксиально с излучением. При движении сопла со включенным излучением и подачей порошка над поверхностью образуется новый слой металла. Таким образом, можно послойно выращивать детали нужной формы. В работе представлены результаты исследования механических свойств и микроструктуры образцов, полученных технологией прямого лазерного выращивания при различных режимах. Даны рекомендации по повышению качества получаемых изделий.

УСТОЙЧИВОСТЬ МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ К ОШИБКАМ В СЛОЯХ, ВХОДЯЩИХ В ИХ СОСТАВ

Нго Тхай Фи

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается влияние отклонения оптических толщин и показателей преломления в слоях, формирующих структуру многослойного оптического покрытия (просветляющие покрытия, фильтранные покрытия, зеркальные системы), на их спектральные характеристики.

Многослойные оптические интерференционные покрытия широко используются в современной оптике, оптоэлектронике, оптическом приборостроении. В настоящее время реализации многослойных оптических интерференционных покрытий может быть разделена на четыре этапа: синтез структуры покрытия, анализ полученной конструкции, определение реальных параметров плёнообразующих материалов и определение слоя отличие которого от расчётного, максимально влияет на изменение спектральной кривой отражения или пропускания, в составе многослойного покрытия.

В настоящее время существует некоторое программное обеспечение, разработанное для решения задач анализа и синтеза, например: FTGSoftware, TfCal, OptiLayer. Использование этих программных обеспечений для решения задач синтеза и анализа, позволяет получить реальные конструкции покрытий и их расчётные спектральные характеристики. Однако, в процессе изготовления покрытия в вакуумной камере, существует много факторов, из-за которых наблюдаются расхождения между расчётными и экспериментальными слоями. К этим факторам относятся: давление в вакуумной камере, температура в камере, скорость испарения плёнообразующего материала, состав остаточных газов, точность контроля при изготовлении и т.п. Известно что, спектральные характеристики покрытия являются функциями толщин слоев и показателей преломления материалов, из которых они изготовлены [1]:

$$T = f(n_i, d_i, n_i d_i, \lambda) \quad R = g(n_i, d_i, n_i d_i, \lambda)$$

Расчётные спектральные характеристики оптических покрытий всегда отличаются от реальных спектральных характеристик по указанным выше причинам.

В некоторых случаях, отклонение толщины слоя от расчётного значения не превышает 5% ($\Delta d = 5\%d$), однако, оно может значительно влиять на спектральные характеристики покрытия. На Рис. 1, Рис. 3 показано что, при существенном 2% отклонении оптической толщины всех слоёв, расчётные спектральные характеристики фильтра и зеркала значительно отличаются от экспериментальных.

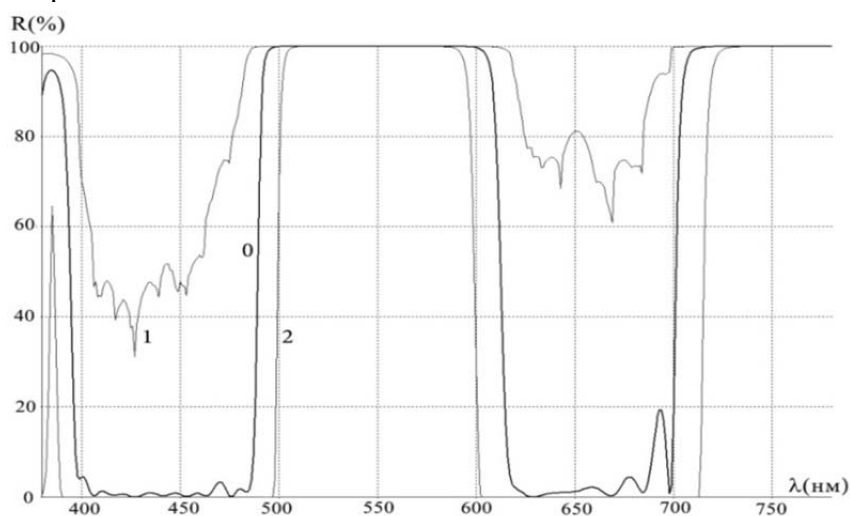


Рис. 1. Спектральные характеристики интерференционного фильтра, сформированного из 42 слоёв. 0- расчетные, 1 и 2 - максимальное и минимальное изменение спектральной характеристики фильтра при отклонении толщин всех слоёв равны $\pm 2\%$ [2]

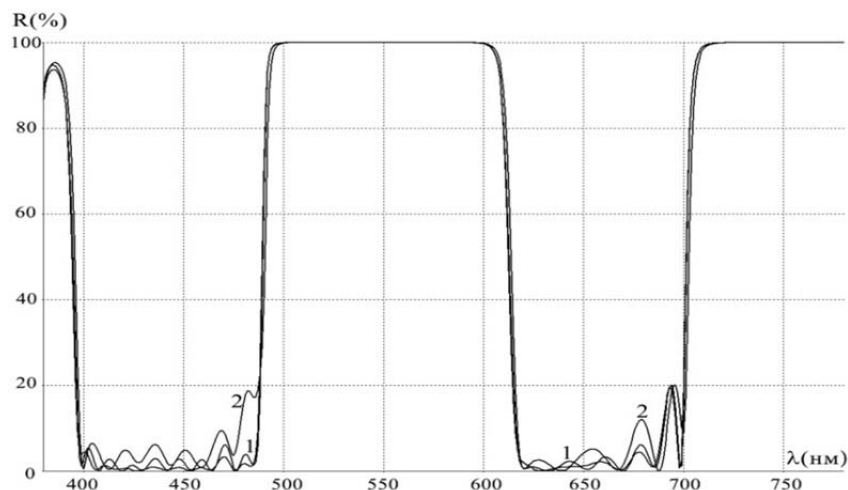


Рис. 2. Спектральные характеристики интерференционного фильтра сформированного из 42 слоёв при отклонении толщины 1-ого слоя и 10-ого слоя. 1- $\Delta n_1 d_1 / n_1 d_1 = 7\%$. 2- $\Delta n_{10} d_{10} / n_{10} d_{10} = 7\%$

Возможна и обратная картина, когда оптические спектральные характеристики покрытия незначительно изменяются при наличии отклонения слоя 20%. На Рис. 2 показано что, отклонение в оптической толщине разных слоев по-разному влияет на спектральные характеристики многослойного покрытия (фильтр, зеркал). Основной целью решения задачи анализа устойчивости многослойных покрытий к ошибкам в толщинах слоев является определение компенсации отклонения оптических толщин слоев и определение слоя (слоёв), оказывающих наиболее существенное влияние на спектральные характеристики покрытия. Решение такой задачи (исследование чувствительность каждого слоя) крайне необходимо для того, чтобы обеспечить максимальное согласование расчётных и изготовленных спектральных характеристик. Если ошибка одного из слоёв, входящего в состав данной конструкции интерференционного покрытия, наиболее сильно влияет на спектральные характеристики покрытия (например, погрешность толщины слоя меньше 2%, а расчетные спектральные характеристики существенно отличаются от реальных спектральных характеристик данной конструкции), необходимо изменить конструкцию покрытия

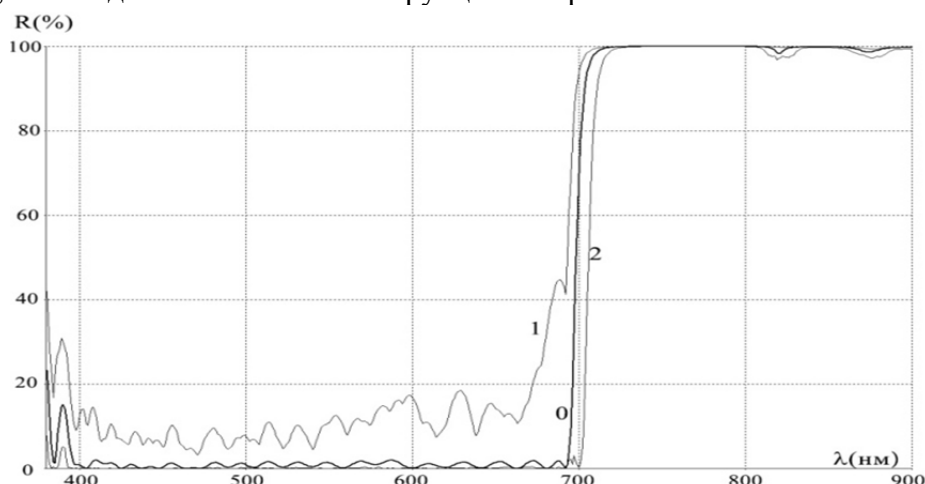


Рис. 3. Спектральные характеристики интерференционного зеркала сформированного из 38 слоёв. 0- расчетные, 1 и 2 - максимальное и минимальное изменение спектральной характеристики фильтра при отклонении во всех слоях, формирующих покрытие, $\pm 2\%$

1. Н. А. Macleod. *Thin-film optical filter- Adam Hilger, London* (1969).

2. Alexander V.Tikhonravov, Michael K.Trubetskov, Tatiana V.Amotchkina. *Investigation of the effect of accumulation of thickness errors in optical coating production by broadband optical monitoring .,Applied Optics., Vol.45 N^o27* (2006)

ВЛИЯНИЕ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Щербинин Д.П., Коншина Е.А., Амосова Л.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведены исследования поляризационно-независимого эффекта динамического рассеяния света в нематическом жидком кристалле и показано влияние на него ориентирующих слоев на межфазных границах. Исследованы режимы управления переключением между прозрачным и рассеивающим состояниями и достигнуто уменьшение времени переключения.

Эффект динамического рассеяния света (ДРС) в нематических жидких кристаллах (ЖК) используется в фотонных устройствах, таких как оптические переключатели и фотонные кристаллы в широкой области спектра [1,2]. Недостатками данного эффекта являются необходимость использовать высокие напряжения, а так же медленные времена переключения из рассеивающего в прозрачное состояние.

В этой работе был использован континуальный подход к изучению оптических, электрических и временных характеристик эффекта ДРС в ЖК ячейках с разными начальными граничными условиями с вертикальной и гибридной ориентацией нематического жидкого кристалла с отрицательной диэлектрической анизотропией. ЖК ячейки представляли собой сэндвич-структуру состоящую из двух стеклянных подложек, покрытых прозрачным электродом и различными ориентирующими слоями. Вертикальная ориентация ЖК молекул создавалась с помощью молекулярных слоев хромолана, нанесенных на оба электрода. Для планарной ориентации использовались поликристаллические слои SiO_2 и полиимидные полимерные слои. В ячейках с гибридной ориентацией один электрод покрывался хромоланом, другой планарно-ориентирующими слоями.

Поляризационно-независимый эффект динамического рассеяния наблюдался при приложении постоянного или низкочастотного напряжения. В скрещенных поляризаторах в тех же ячейках наблюдалась модуляция света при приложении высокочастотного поля, как показано на Рис. 1.

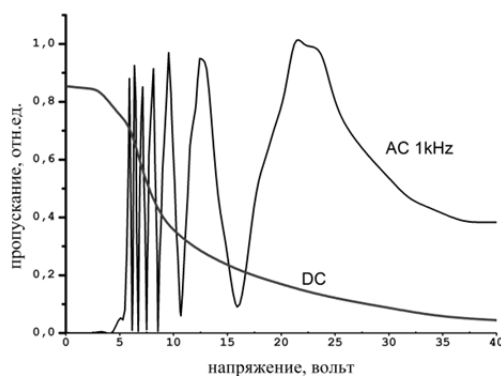


Рис. 1. Изменение пропускания ЖК ячейки в поляризационно-независимом режиме рассеяния света при приложении постоянного (DC) напряжения и поляризационно-зависимом режиме модуляции интенсивности света при приложении переменного (AC) напряжения

Эффект ДРС связан с электрогидродинамической нестабильностью (ЭГДН) в нематических ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией и положительной анизотропией электропроводности. ЭГДН возникают при протекании ионного тока через слой ЖК. Разница в проводимости связана с барьерными эффектами на межфазных границах ЖК ячеек и влиянием их на инжекцию и экстракцию носителей заряда. Ячейке с наибольшей проводимостью соответствовало максимальное ослабление светового потока (16.4 дБ)

Одним из существенных недостатков эффекта ДРС является медленное переключение из рассеивающего в прозрачное состояние. Мы предложили способ ускорения переключения из прозрачного в рассеивающие состояние достигалось при приложении низкочастотного напряжения. Переключение в светлое состояние достигалось путем приложения высокочастотного поля. На Рис. 2 представлены Осциллограммы переключения пропускания ЖК ячейки при использовании и в отсутствии высокочастотного поля показаны

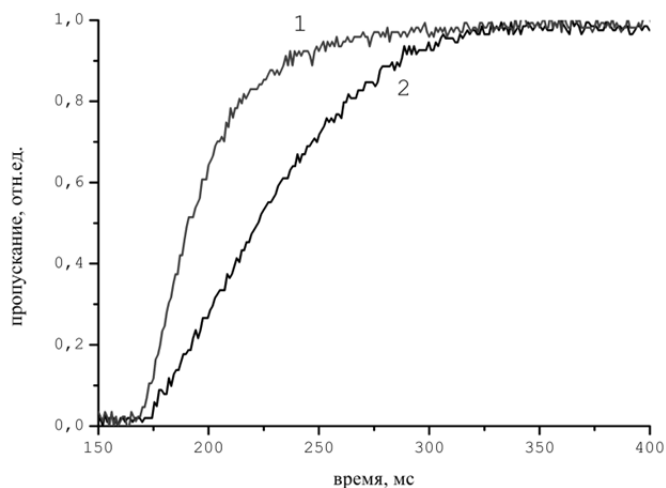


Рис. 2. Осциллограммы пропускания ЖК ячейки при переключении из рассеивающего в прозрачное состояние при использовании (1) и в отсутствии (2) высокочастотного поля

Благодаря использованию комбинированного режима удалось ускорить процесс переключения почти в 2 раза.

1. M.W. Geis, P.J. Bos, V. Liberman, *Opt. Express*, **24**, 13812-13823, (2016).
2. S.V. Serak, U. Hrozuk, J. Hwang, *Appl. Opt.*, **55**, 8506-8512, (2016).

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

Сюй А.В., Киле Е.О., Прокопив Н.Н.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

В работе представлены экспериментальные результаты по определению оптической однородности монокристаллов ниобата лития поляризационным и интерференционным методами. Рассчитаны электрооптические коэффициенты γ_{22} и $\gamma_{\text{эф}}$

$$\gamma_{\text{эф}} = n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}.$$

Оптическая однородность кристаллов напрямую связана со структурным упорядочением. В свою очередь оптическое качество образцов определяет сферу практического применения кристаллов ниобата лития. К вопросу об оптическом качестве кристаллов ниобата лития и способах проверки ученые обращались многократно [1-3]. Оптическое качество кристаллов во многом определяется способом выращивания и относится к одной из фундаментальных задач современного материаловедения. Наличие оптических неоднородностей приводит к изменению физических параметров кристаллов, таких как электрооптические коэффициенты, показатель преломления, коэффициент поглощения и т.д. Используя поляризационный метод [4] были рассчитаны электрооптический коэффициент γ_{22} и эффективный электрооптический коэффициент $\gamma_{\text{эф}}$ в различных точках входной грани кристалла (Рис. 1). По полученным данным построены графики зависимости электрооптических коэффициентов ниобата лития в зависимости от координаты входной грани кристалла. Как видно из полученных данных значения коэффициентов γ_{22} сильно отличаются друг от друга (от 5.79 до 7.89 пм/В) в различных точках входной грани кристалла. Также есть отличия в различных точках кристалла значения эффективного электрооптического коэффициента $\gamma_{\text{эф}}$ (от 16.27 до 24.92 пм/В), за исключением коэффициентов, измеренных у края кристалла, что может свидетельствовать о наличии дефектов или присутствии механических напряжений возникших при резке кристалла.

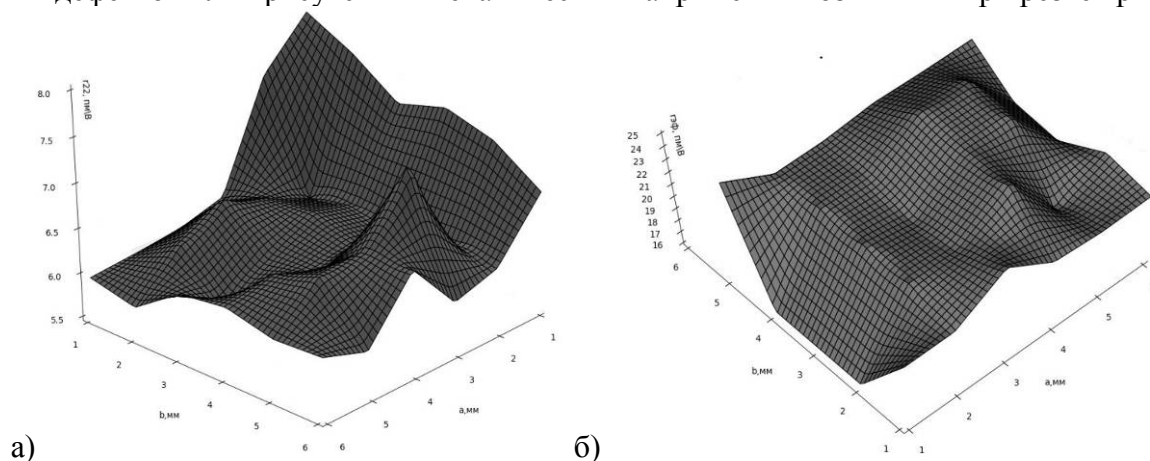


Рис. 1. Значение электрооптического коэффициента кристалла ниобата лития в различных точках входной грани кристалла а) γ_{22} , б) $\gamma_{\text{эф}}$

На Рис. 2 представлены значения величины двуосности кристалла (угол двуосности θ) в различных точках входной грани кристалла. Как видно из Рис. 2 в точках, в которых проявляется двуосность кристалла, при отсутствии внешнего электрического поля, значения величины двуосности мало отличаются друг от друга. Эти данные могут свидетельствовать о наличии дефектов в нем, вызванным неправильным ростом кристалла, или предысторией кристалла.

На Рис. 3 представлены коноскопические фигуры, полученные при прохождении света вдоль оси z , в различных точках входной грани кристалла. Наблюдается появление двуосности у кристалла ниобата лития при отсутствии внешнего электрического поля (Рис. 3, б). Из анализа коноскопических картин, полученных в разных точках входной грани кристалла, можно судить

об оптической однородности кристалла вдоль оси z , приводящей к изменению электрооптического коэффициента и искажению «мальтийского креста» (появлению двуосности), при отсутствии внешнего электрического поля. На наличие оптических неоднородностей вдоль оси z также указывают коноскопические картины, полученные при прохождении света вдоль оси $x(y)$.

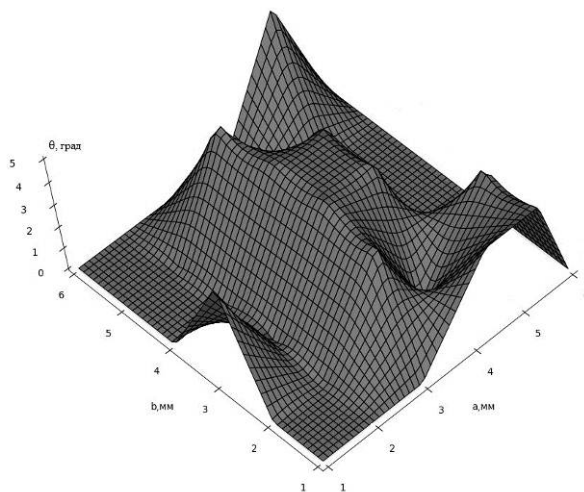


Рис. 2. Значение величины двуосности в различных точках входной грани кристалла

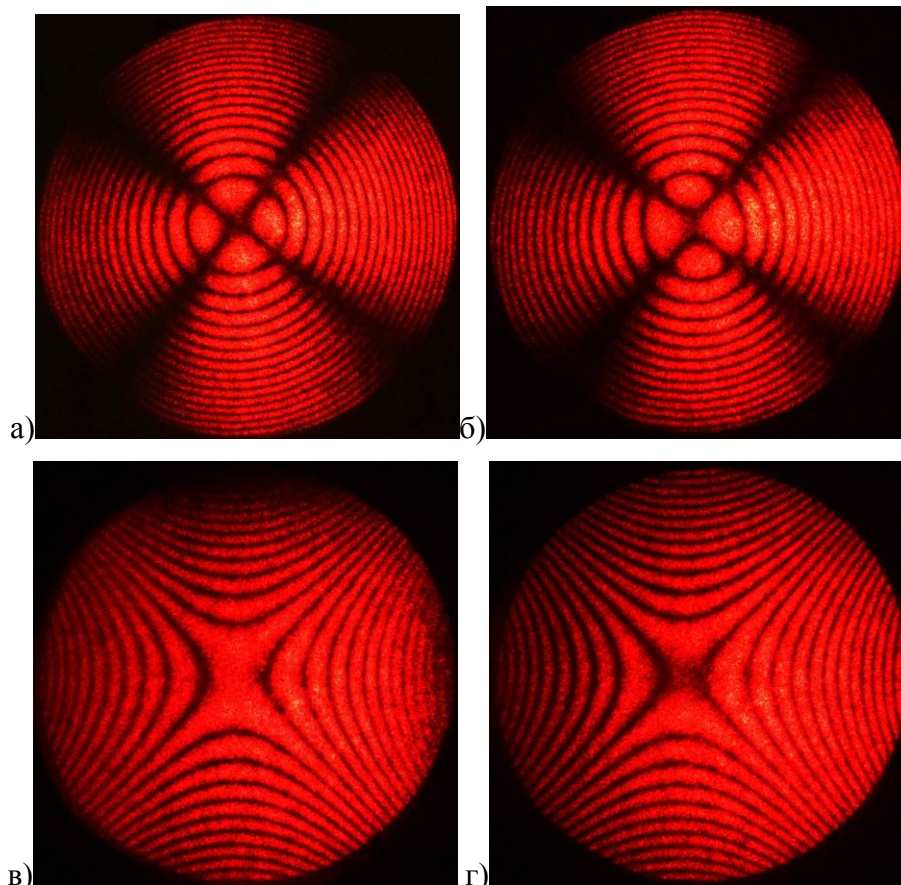


Рис. 3. Коноскопические фигуры кристалла ниобата лития.

- а) при прохождении света вдоль оси z оптически однородного образца,
- б) при прохождении света вдоль оси z оптически неоднородного образца,
- в) при прохождении света вдоль оси $x(y)$ оптически однородного образца,
- г) при прохождении света вдоль оси $x(y)$ оптически неоднородного образца

В данном случае, на наличие оптических неоднородностей указывает то, что полученные коноскопические картины в виде двух семейств гипербол имеют разное качество – размытые, нечеткие интерференционные линии. Часть гипербол получаются засвеченными, и с низким контрастом, что говорит об изменении показателя преломления в данной области кристалла.

Следует отметить, что если увеличить интенсивность излучения, то со временем коноскопическая картина становится четкой, размытость интерференционных линий исчезает, происходит так называемое «залечивание» оптических дефектов.

Полученные данные свидетельствуют о наличии оптических неоднородностей в данном кристалле вдоль оси z , что может быть вызвано несколькими причинами: нарушением технологии роста кристалла, наличием дефектов, предыстории образца и т.д. Отметим, что вид коноскопических картин достаточно хорошо коррелирует с вычисленными значениями электрооптических коэффициентов кристалла ниобата лития в зависимости от координаты точки входной грани кристалла. А именно, на краях исследуемого образца величина двуосности значительно увеличивается, пропорционально увеличению значений коэффициентов γ_{22} .

Кристалл ниобата лития является одноосным кристаллом, рост которого происходит вдоль кристаллографической оси z . Используя, независимые друг от друга, поляризационный и коноскопический методы можно исследовать монокристаллы ниобата лития на оптическое качество. Искажение коноскопических картин, отклонения электрооптических коэффициентов от среднего значения свидетельствуют об ухудшении оптического качества кристалла.

Коноскопический метод можно использовать как экспресс метод для визуального определения наличия оптических неоднородностей в кристаллах и для расчета величины двулучепреломления по значению двуосности. Используя поляризационный метод можно количественно определить степень неоднородности исследуемого кристалла. Таким образом, эти методы дополняют друг друга. Для детального исследования кристалла на наличие оптических неоднородностей по всему объему образца надо изменять точку фокусировки излучения при получении коноскопических картин.

1. Ю.С. Кузьминов, *Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития*. М.: Наука, 264, (1987).

2. Г.Г. Гурзаян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян, *Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике*. М.: Радио и связь, 160, (1991).

3. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин, *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны*. М.: Наука, 255, (2003).

4. M. Aillerie, M. Abarkan, S. Kostitskii, E. Kokanyan, *Optical materials*, 36, 1238, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ ОКСИДА ЦИРКОНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ

Баранов А.Н.

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

Представлен метод определения оптических постоянных и неоднородности показателя преломления слоя на основе аппроксимации спектральной кривой. Оценено влияние напуска кислорода в камеру и скорости осаждения материала на эти величины. Даны практические рекомендации по выбору технологических условий.

Диоксид циркония широко используется при изготовлении многослойных оптических покрытий, где выступает обычно в качестве пленкообразующего материала для слоев с высоким показателем преломления. Пленки ZrO_2 прозрачны вплоть до 340 нм в коротковолновой области спектра, но нашли применение даже в покрытиях для эксимерных лазеров на длине волны 0.23 мкм. Вместе с тем, данный материал имеет и много неоптических применений: термобарьерные покрытия, лямбда-зонды, твердые электролиты и т.д.

Тонкие слои оксида циркония, полученные испарением в высоком вакууме, практически всегда характеризуются неоднородностью показателя преломления по толщине, что обусловлено гетерогенным фазовым составом и большой пористостью. Для большинства практических задач это нежелательное явление.

Для исследования неоднородности показателя преломления тонких слоев оксида циркония в зависимости от условий формирования требуется метод определения оптических постоянных слоев. Среди существующих: эллипсометрия, нелинейное программирование, генетические алгоритмы, методы огибающих, стохастические методы оптимизации [1-5].

Получение достоверных результатов при использовании эллипсометрического метода затруднено тем, что свойства поверхности оптического элемента отличаются от свойств основной части из-за наличия нарушенного слоя после обработки и адсорбции различных химических соединений. Кроме того, точность измерений ограничена качеством оптических окон для ввода и вывода зондирующего излучения. Окна вносят искажения в поляризацию света за счет двулучепреломления, вызванного остаточными механическими напряжениями. Искажение поляризации возникает также при использовании микрообъективов, фильтров и других элементов в оптическом тракте эллипсометра.

Для определения оптических постоянных на практике более распространено одновременное измерение коэффициентов пропускания и отражения системы «слой – подложка» и расчеты на их основе.

Автором разработан метод определения оптических постоянных и неоднородности тонкого слоя с использованием аппроксимации спектральной кривой. Поиск неизвестных параметров осуществляется в два этапа: поиск подходящей начальной координаты алгоритмом «роя пчел» и последующий быстрый поиск методом Хука-Дживса. Подробно алгоритм описан в [6].

Неоднородность показателя преломления по толщине описывается при помощи пространственной дискретизации: неоднородный слой рассматривается как набор G отдельных субслоев, характеризующихся незначительно отличающимися дискретными величинами показателя преломления и толщиной равной d/G (d — толщина неоднородного слоя).

Величина неоднородности определяется параметром I (1):

$$n_i = \begin{cases} n_{avg} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{I} \right) \left(1 - \frac{2i}{G-1} \right) \right], & i < \frac{G-1}{2} \\ n_{avg}, & i = \frac{G-1}{2} \\ n_{avg} \left[1 + \left(1 - \frac{1}{I} \right) \left(\frac{2i}{G-1} - 1 \right) \right], & i > \frac{G-1}{2}, \end{cases} \quad (1)$$

где i – номер субслоя, n_{avg} – средний показатель преломления, G – общее количество субслоев.

Слои циркония на оптических элементах из стекла К8 были получены термическим испарением оксида циркония белого с химической чистотой 99.99% в форме таблеток производства Охара (Йена, Германия) на вакуумном технологическом оборудовании Ортус 700 (ООО «Изовак», Минск). Варьируемыми технологическими параметрами был объем напуска кислорода в вакуумную камеру и скорость осаждения пленкообразующего материала. Спектральные характеристики пропускания и отражения образцов были измерены на спектрофотометре PhotonRT (ООО «ЭссентОптикс», Минск). Оптические постоянные рассчитаны при помощи разработанного метода.

На Рис. хорошо видно, что параметр неоднородности растет вместе с увеличением скорости осаждения во всех экспериментах вне зависимости от величины напуска кислорода.

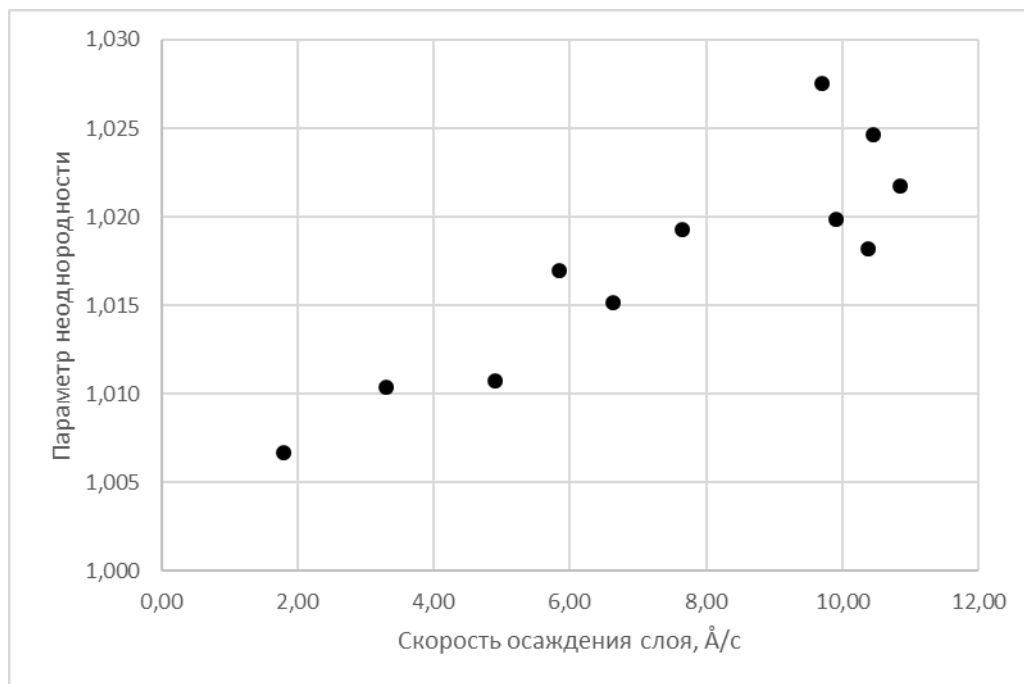


Рисунок. Корреляция величины неоднородности слоя и скорости осаждения

Средний показатель преломления при напуске кислорода до 5 кубических сантиметров в минуту в объеме камеры 700 мм составляет 1,92-1,95, дальнейшее увеличение напуска кислорода существенно снижает показатель преломления вплоть до 1,8 при 20 кубических сантиметрах в минуту. Этот факт объясняется тем, что при увеличении давления в камере вероятность захвата молекул остаточного газа увеличивается, что приводит к уменьшению плотности упаковки слоев за счет появления пор.

Таким образом, для получения более стабильных пленок оксида циркония с высоким показателем преломления и малой неоднородностью по толщине следует формировать их со скоростью (2-4) Å/с и давлением в камере порядка $(1-2) \cdot 10^{-6}$ Торр.

1. R. Miloua *Opt. Lett.* **37**, №4, 449, (2012).
2. R. Swanepoel *J. Phys. E.* **16**, №12, 1214–1222 (2000).
3. M. Mulato *Appl. Phys. Lett.* **77**, №14, 2133 (1983).
4. T. Ross, G. Cormier *J. Opt. Soc. Am. A.*, **27**, №2, 319–326 (2010).
5. G. Cormier, R. Boudreau *J. Opt. Soc. Am. A.*, **17**, № 1, 129–134 (2000).
6. А.Н. Баранов, Л.А. Губанова *Модели, системы, сети в экономике, технике, природе и обществе*, **18**, № 2, 106–111 (2016).

КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЛАВОВ, ИНКОРПОРИРОВАННЫЕ В МАКРОКРИСТАЛЛЫ САХАРОЗЫ

Кормилина Т.К., Черевков С.А., Воронина Е.Ю., Ушакова Е.В.,

Дубовик А.Ю., Федоров А.В., Баранов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Была разработана методика внедрения квантовых точек в матрицу молекулярного кристалла (кристаллической сахарозы), исследовано влияние матрицы на оптические свойства нанокристаллов, рассмотрены перспективы применения полученного материала для технологий фотоники

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) являются в настоящий момент одним из фундаментальных материалов фотоники. Высокие значения квантового выхода люминесценции, и узкие полосы люминесценции на нужной длине волны, которую можно контролировать выбором размера, формы и строения НК. Позволяют обеспечивать высокое качество света в светодиодах и цветоопределение в дисплеях [1].

Одним из главных недостатков НК является их низкая стабильность, которая является основной причиной низких значений квантового выхода люминесценции. Для обеспечения возможности существования нанокристаллов в определенной среде они могут быть заключены в различные матрицы. Очень интересной в свете последних исследований является возможность внедрения НК в кристаллические матрицы, что позволяет получать макрокристаллы, порошки и пленки с улучшенной термо- и фотостабильностью при сохранении высоких значений квантового выхода [2].

На сегодняшний день внедрению в кристаллическую матрицу были подвергнуты полупроводниковые кристаллы различного состава, преимущественно в водных растворах. В качестве материала для образования макрокристаллов использовались ионные соединения редкоземельных металлов [2-4].

Значительным недостатком этих матриц является присутствие свободных ионов в растворах используемых кристаллов, которые способствуют агрегированию квантовых точек. Избежать этого можно, выбрав в качестве макрокристаллического материала молекулярные соединения, наиболее распространенным из которых является сахароза, которая к тому же играет важную роль в биологических процессах, что позволяет затронуть также биомедицинские и смежные сферы применения.

Нами исследовались возможности внедрения квантовых точек полупроводниковых сплавов в кристаллическую матрицу сахарозы, и соответствующие полученной структуре оптические свойства, а именно влияние, оказанное матрицей на положение полос поглощения и люминесценции, значение квантового выхода и кинетику затухания люминесценции квантовых точек.

1. E. Jang, S. Jun, H. Jang, J. Lim, B. Kim, Y. Kim, *Adv. Mater.*, **22**, 3076–3080. (2010).
2. T. Otto, M. Müller, P. Mundra, V. Lesnyak, H.V. Demir, N. Gaponik, A. Eychmüller, *Nano Lett.*, **12**, 5348–5354, (2012).
3. M. Adam, Z. Wang, A. Dubavik, G.M. Stachowski, C. Meerbach, Z. Soran-Erdem, C. Rengers, H.V. Demir, N. Gaponik, A. Eychmüller, *Adv. Funct. Mater.*, **25**, 2638–2645, (2015).
4. T. Erdem, Z. Soran-Erdem, V.K. Sharma, Y. Kelestemur, M. Adam, N. Gaponik, H.V. Demir, *Nanoscale*, **7**, 17611–17616, (2015).

УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИОНОВ Eu^{3+} КЛАСТЕРАМИ И НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА, СФОРМИРОВАННЫМИ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА В СИЛИКАТНЫХ СТЁКЛАХ

Марасанов Д.В., Сгибнев Е.М., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано влияние кластеров и наночастиц серебра, сформированных методом низкотемпературного ионного обмена в силикатных стёклах. Формирование кластеров серебра приводит к увеличению интенсивности люминесценции европия за счет переноса энергии, а образование наночастиц – к тушению.

Силикатные стёкла с серебряными кластерами обладают интенсивной люминесценцией в видимой области спектра. Поэтому они представляют огромный практический интерес для светодиодов белого свечения и даун-конвертеров солнечного излучения [1]. Для получения новых люминесцентных материалов силикатные стёкла могут быть легированы редкоземельными ионами. Однако, редкоземельные ионы характеризуются узкими и слабыми полосами поглощения [2]. Перенос энергии между серебряными кластерами и редкоземельными ионами может существенно улучшить характеристики оптических материалов, легируемых редкоземельными ионами [3].

Целью данной работы было исследование взаимодействия кластеров и наночастиц серебра с ионами Eu^{3+} в силикатных стёклах с различной концентрацией европия.

В работе были изучены натриево-алюмо-силикатные стекла на основе системы $\text{Na}_2\text{O-ZnO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-F}$, легированной оксидами сурьмы Sb_2O_3 (0-0,002 % мол.) и/или европия Eu_2O_3 (0-0,5 % мол.). Ионный обмен (ИО) проводился в расплаве $\text{AgNO}_3/\text{NaNO}_3$, содержащем 5% мол AgNO_3 при температуре 320°C в течение 15 минут. Далее проводились термообработки (ТО) при температурах $350\text{-}500^\circ\text{C}$. Длительность ТО 2– 8 часов. На каждом этапе измерялись спектры поглощения и люминесценции образцов.

Результаты исследования показывают, что ионы сурьмы оказывают значительное влияние на формирование серебряных кластеров и наночастиц, выступая в качестве донора электронов.

После ионного обмена происходит смещение края УФ поглощения в длинноволновую область за счёт поглощения ионов Ag^+ , внедренных в стекло (Рис. 1). После ТО наблюдается появление широких полос поглощения и смещение края УФ поглощения в коротковолновую область. Амплитуда поглощения серебряных кластеров увеличивается с ростом температуры ТО от 350°C до 450°C , что объясняется увеличением их концентрации. При температуре ТО 500°C наблюдается появление полосы поглощения с максимальным значением 414 нм, вследствие формирования в стёклах металлических наночастиц.

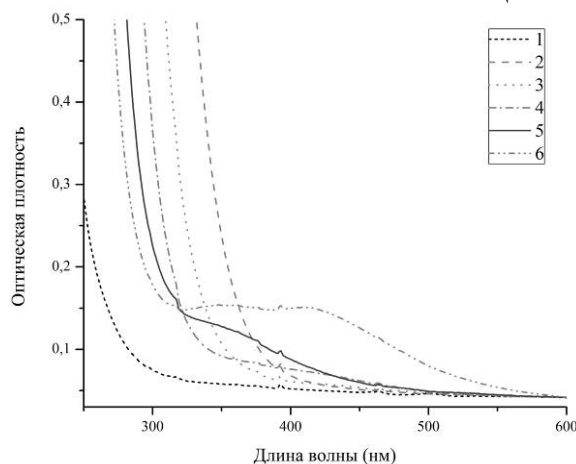


Рис. 1. Спектры поглощения стекла Sb_2Eu_1 , 1 – исходное стекло, 2 – после ИО, 3 – после ИО и ТО 8ч. при 350°C , 4 – после ИО и ТО при 400°C , 5 – после ИО и ТО при 450°C , 6 – после ИО и ТО при 500°C

В стеклах без сурьмы после ИО и ТО, наблюдается слабая люминесценция кластеров серебра из-за отсутствия восстановителя. В стёклах с сурьмой после ИО и ТО наблюдаются широкие полосы люминесценции, соответствующие кластерам серебра. Отметим, что форма спектра люминесценции кластеров серебра во всех стеклах совпадает. Это позволяет утверждать, что введение европия не влияет на формирование и свойства серебряных кластеров в исследованных стёклах.

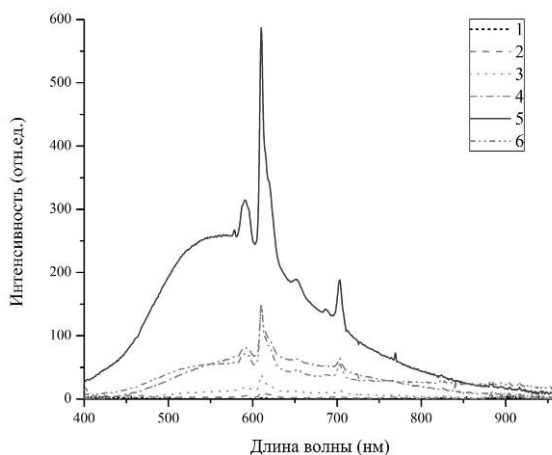


Рис. 2. Спектры люминесценции стекла Sb₂Eu1 при длине волны возбуждения 350 нм, 1 – исходное стекло, 2 – после ИО, 3 – после ИО и ТО 8ч. при 350°С, 4 – после ИО и ТО при 400°С, 5 – после ИО и ТО при 450°С, 6 – после ИО и ТО при 500°С

С увеличением температуры ТО от 350 до 450°С наблюдается увеличение интенсивности люминесценции кластеров серебра (Рис. 2). Формирование наночастиц, обладающих широкой полосой поглощения в видимой области спектра, после ТО при 500°С приводит к тушению люминесценции. Интенсивность люминесценции европия в стеклах с кластерами серебра значительно превышает люминесценцию в исходных стеклах, что объясняется переносом энергии с кластеров на ионы Eu³⁺.

В результате проведенного исследования определено, что легирование исследованных стёкол оксидом европия не оказывает влияния на формирование и спектрально-люминесцентные свойства кластеров и наночастиц серебра. Образование кластеров серебра приводит к увеличению интенсивности, а наночастиц – к её тушению. Интенсивность полос люминесценции европия в стеклах с кластерами значительно выше, чем в исходных стеклах. Таким образом, спектрально-люминесцентные свойства стёкол с ионами Eu³⁺ могут быть улучшены за счёт переноса энергии от кластеров.

1. Y.M. Sgibnev, N.V. Nikonorov, A.I. Ignatiev, *Journal of Luminescence*, **176**, 292-297, (2016).
2. R. Vijayakumar, K. Marimuthu, *Journal of Alloys and Compounds* **665** 294-303, (2016).
3. S. Ye, Z. Guo, H. Wang, S. Li, T. Liu, D. Wang, *Journal of Alloys and Compounds* **685**, 891-895, (2016).

ФОРМИРОВАНИЕ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПРОЦЕССЕ СИНТЕЗА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА КАДМИЯ

Бездетко Ю.С.^{*}, Ключев В.Г.^{**}

^{*} ВВА им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина Воронеж, Россия

^{**} Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

По мере роста квантовых точек CdS ширина полосы люминесценции увеличивается. Это свидетельствует о том, что увеличивается число типов центров люминесценции, связанных с разными дефектами кристаллической решетки.

Образцы синтезировали по золь-гель технологии с помощью двухструйного сливания водных растворов исходных реагентов Na₂S и CdBr₂ с помощью перистальтического насоса в реактор с поддерживаемой температурой 40 °С, содержащий 2 %-й раствор инертной фотографической желатины. В этом методе получено 11 образцов. Первый образец был отобран через 0,5 минуты после начала подачи реагентов. Второй – через минуту. Далее образцы отбирались с интервалом в 2 минуты.

По данным рентгеновской дифракции и ПЭМ изображений установлено, что размер КТ CdS увеличивается в процессе синтеза от 1.5 нм до 3.5 нм. Запрещенная зона при этом уменьшается от 3.25 эВ до 2.65 эВ.

На Рисунке представлены нормированные спектры люминесценции синтезированных образцов КТ CdS.

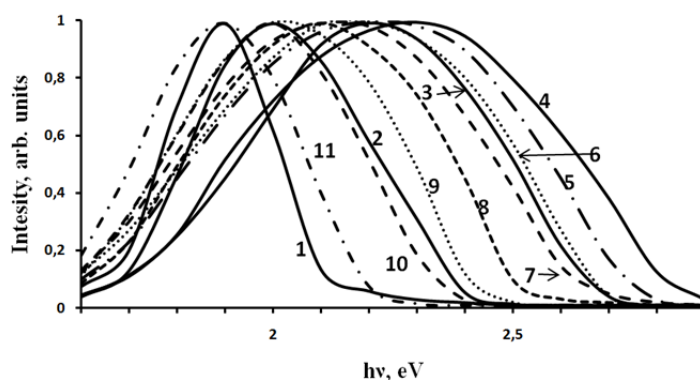


Рисунок. Нормированные спектры люминесценции образцов CdS

При минимальном размере КТ CdS появляется полоса люминесценции с полушириной около 65 нм (кривая 1). Далее эта полоса быстро расширяется почти в 3 раза (кривая 4). Монодисперсность при этом практически не изменяется. Это может свидетельствовать о том, что по мере роста КТ CdS увеличивается число типов центров люминесценции, связанных с разными дефектами кристаллической решетки. Изменение формы спектров люминесценции может свидетельствовать о нескольких процессах.

В процессе роста КТ CdS последовательно появляются разные виды дефектов, которым соответствует разное положение уровней энергии в запрещенной зоне (кривые 1-4). Далее происходит их преобразование, сопровождающееся размерным эффектом сдвига всей полосы люминесценции в длинноволновую сторону спектра (кривые 5-11).

УПРАВЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdSe/ZnS В ЖК МАТРИЦЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Хмелевская Д., Курочкина М.А., Коншина Е.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) квантовых точек CdSe/ZnS в жидкокристаллической матрице. Наблюдалось возгорание и тушение интенсивности ФЛ при увеличении напряженности постоянного электрического поля, приложенного к ЖК ячейкам, а также изменение размеров и распределения агрегатов КТ в ЖК матрице.

Последнее десятилетие оптические свойства гибридных структур на основе жидких кристаллов (ЖК) и полупроводниковых наночастиц привлекают к себе все большее внимание ученых [1]. Квантовые точки демонстрируют уникальные свойства такие, как высокий квантовый выход, узкий симметричный пик люминесценции, высокую фотостабильность и другие, благодаря которым находят применение в различных сенсорных, биомедицинских приложениях, ограничителях лазерного излучения и фотонных устройствах [2,3].

Для управления свойствами квантовых наночастиц их внедряют в различные матрицы [4], которые условно можно разделить на 2 типа – пассивные (для которых характерно пренебрежимо малое взаимодействие КТ с материалом матрицы) и активные (для которых взаимодействие КТ с материалом матрицы существенно). В качестве активной матрицы используется жидкий кристалл.

Однако добавление нанообъектов в ЖК матрицу влияет не только на характеристики самой матрицы, но и ведет к изменению свойств внедренных наночастиц [5,6]. Отсутствие теории, описывающей механизмы взаимодействия ЖК с наночастицами, объясняющей наблюдаемые процессы тушения и возгорания люминесценции КТ в ЖК матрице, делает актуальным проведение детальных исследований этих конденсированных сред. Целью данной работы было исследование фотолюминесценции (ФЛ) полупроводниковых КТ CdSe/ZnS в ЖК матрице во внешнем электрическом поле.

Исследуемые композиты приготавливали путем добавления навески сухих гидрофобных полупроводниковых квантовых точек CdSe/ZnS с диаметром ядра 3.5 нм в нематический жидкий кристалл ЖК-1289 с положительной диэлектрической анизотропией. После перемешивания композита с помощью ультразвука в течение 30 минут, им заполняли ЖК ячейки типа сэндвич, собранные из двух кварцевых подложек, покрытых слоями оксидов индия-олова и планарно-ориентирующим слоем. Толщина ячейки задавалась спейсерами и варьировалась от 18 до 20 мкм.

Исследование фотолюминесценции КТ проводилось с использованием конфокального лазерного сканирующего микроскопа LSM 710 (Carl Zeiss) при возбуждении светом с длиной волны 405 нм.

Анализ экспериментальных данных показал, что увеличение напряженности электрического поля, прикладываемого к ЖК ячейке, приводило к возгоранию ФЛ квантовых точек CdSe/ZnS в ЖК композитах с концентрацией 1 вес. % (Рис.). Максимальное значение интенсивности фотолюминесценции КТ наблюдалось при напряженности поля около 0.125 В/мкм.

Такой процесс связан с пассивацией центров рекомбинации квантовых точек в ЖК матрице, а также с переносом энергии от жидкого кристалла к КТ. Дальнейшее увеличение напряженности электрического поля приводило к значительному тушению ФЛ КТ. Это можно объяснить уменьшением вероятности рекомбинации электрон-дырочной пары во внешнем электрическом поле в результате уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки в возбуждаемой наночастице и повышением вероятности переноса энергии между КТ вследствие переориентации молекул ЖК.

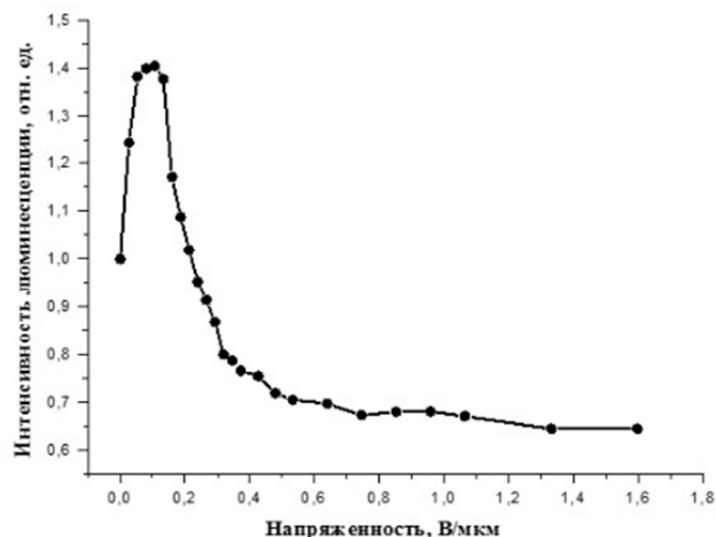


Рисунок. Изменение относительной интенсивности люминесценции КТ CdSe/ZnS с концентрацией 1 вес. % в зависимости от напряженности электрического поля, приложенного к планарной ЖК ячейке

Одновременно наблюдалось перераспределение и изменение размеров агрегатов квантовых точек вследствие переориентации молекул жидкого кристалла из планарной в гомеотропную ориентацию. Дальнейшие исследования позволят дать более детальные объяснения процессов, наблюдаемых в ЖК композитах с КТ.

1. J. Mirzaei, M. Reznikov, T. Hegmann, *J. Mater. Chem.*, **22**, 22350, (2012).
2. G. Singh, M. Fisch, *S. Kum. Rep. Prog. Phys.*, **79**, 056502, (2016).
3. T. Jamiesona, R. Bakhshi, D. Petrova, R. Pockock, M. Imani, A.M. Seifalian, *Biomaterials*, **28**, 4717–4732, (2007)
4. A.O. Orlova, M.A. Kurochkina, Y.A. Gromova, V.G. Maslov, E.N. Bodunov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov. *Proc. SPIE*, **9126**, 912617 (1-10), (2014).
5. M.A. Kurochkina, E.A. Konshina. *Optics and spectroscopy*, **118**, № 1, 111-113, (2015).
6. M.A. Kurochkina, E.A. Konshina, D.P. Shcherbinin. *Optics and spectroscopy*, **121**, № 4, 585–591, (2016).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ HgCdTe

Горн Д.И., Войцеховский А.В.

Томский государственный университет, Томск, Россия

В докладе приводятся результаты анализ экспериментальных данных по фотолюминесценции в структурах на основе соединения CdHgTe с одиночными квантовыми ямами, полученных разными авторами.

Применение узкозонных полупроводниковых соединений $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) при проектировании приборов инфракрасной (ИК) оптической электроники позволяет эффективно варьировать рабочую длину волны прибора от 0,7 мкм ($x = 1$ мол. дол.) до 18 мкм ($x = 0,19$ мол. дол.) при температуре 77 К, что позволяет перекрыть всю практически значимую область ИК-спектра [1].

В настоящее время имеется незначительное количество публикаций, посвященных исследованию фотолюминесценции и лазерной генерации в структурах МЛЭ КРТ с квантовыми ямами. Однако практически все рассмотренные нами работы описывают эксперименты по наблюдению фотолюминесценции и лазерной генерации в структурах с множественными квантовыми ямами на основе КРТ с количеством периодов структуры от 4 до 50. Это, вероятно, связано с тем, что получить излучение в структуре с множественными КЯ (МКЯ) проще, чем в одиночной КЯ. При этом работ, посвящённых исследованию структур с одиночными КЯ (ОКЯ) в мировой научной литературе очень мало. Ранее нами уже был проведён обзор работ по получению фотолюминесценции в структурах с множественными КЯ [2].

В представленных работах рассматриваются структуры с различной шириной КЯ и различными составами ямы и барьеров. Исследования структур проводились в основном при «гелиевых» рабочих температурах (5-10 К). Исключение составляет только эксперимент, проведённый авторами данной статьи, в котором удалось зарегистрировать спектры фотолюминесценции структуры с одиночной КЯ при температуре жидкого азота.

Проведенный в данной статье анализ показал, что эксперименты по регистрации спектров излучения при оптической накачке реализованы в основном в структурах с множественными квантовыми ямами. Исследованиям оптических свойств структур с одиночными квантовыми ямами с узкозонными слоями на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ посвящено значительно меньшее число работ. Во всех рассмотренных работах, за исключением результатов, описанных в [0], в спектрах излучения при оптической накачке наблюдали только одну полосу, связанную с различными типами переходов. В работе [3] авторам удалось получить излучение по меньшей мере на двух длинах волн. При этом данное излучение вероятнее всего связано с межзонными излучательными переходами в ОКЯ. Также следует отметить, что во всех рассмотренных работах наблюдались только межзонные излучательные переходы. Фотолюминесценция из ОКЯ наблюдалась в основном при низких температурах – 4,2-10 К, однако, в [3] излучение наблюдалось для охлаждения при температуре жидкого азота (84 К).

1. N.N. Berchenko, I.I. Izhnin, V.P. Savchyn, J.M. Stakhira, A.V. Voitsekhovskii. *Materials Science and Engineering: B.*, **44**, №1-3, 139-142 (1997).

2. A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn. *Russian Physics Journal*, **57**, № 10, 1412-1422 (2015).

3. A.V. Voitsekhovskii, D.I. Gorn, I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, V.D. Goldin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretiskii, Yu.G. Sidorov, M.V. Yakushev, V.S. Varavin. *Russian Physics Journal*, **55**, № 8, 910-916, 2013.

ПУТИ СОЗДАНИЯ ПРИЁМНИКОВ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ nVn СТРУКТУР CdHgTe

Горн Д.И., Войцеховский А.В.

Томский государственный университет, Томск, Россия

В докладе приводится обзор современных путей решения проблемы реализации nVn фотодиодов для материала CdHgTe.

Известно, что полупроводниковые фотоприемные устройства инфракрасного (ИК) излучения для достижения высоких значений чувствительности, а также снижения уровней шума требуют глубокого охлаждения. Это обусловлено достаточно высоким уровнем тепловой генерации носителей заряда в узкозонном полупроводниковом материале. Основным подходом в вопросе минимизации тепловой генерации в активной области детектора 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. В 2006 году Maimon и Wicks [1] предложили концепцию так называемой барьерной nVn фоточувствительной структуры, которую конструктивно часто сравнивают с классическим p—n-фотодиодом, в котором область пространственного заряда p—n-перехода заменена на широкозонный барьер В, а p-область – на контакт n-типа. Второй n-слой выполняет роль активной поглощающей области. За счёт введения широкозонного барьера при отрицательном смещении структуры (когда отрицательный потенциал приложен к контакту n-типа) для основных носителей заряда (электронов в случае структуры nVn) создаётся потенциальный барьер и происходит подавление темновых токов, вызванных основными носителями, но при этом не создаётся барьер для тока фотогенерированных неосновных носителей заряда [2]. Введение широкозонного барьера вместо области пространственного заряда p—n-фотодиода позволяет также уменьшить вклад в темновой ток генерационно-рекомбинационного механизма Шокли-Рида-Холла.

Основная проблема реализации nVn фотодиодов для материала CdHgTe (КРТ) заключается в том, что в отличие от материалов группы A^3B^5 , для которых изначально была предложена данная концепция, в гетероструктурах на основе КРТ разрыв валентной зоны имеет значительную величину. Это приводит к образованию некоторого потенциального барьера также и для неосновных носителей заряда, что негативно влияет на преимущества, которые даёт применение nVn структур.

Исходя из сказанного, основной задачей при создании nVn фотодетектора на основе КРТ с характеристиками, соответствующими p—n-фотодиодам на основе КРТ, является задача устранения барьера для неосновных носителей заряда в структуре. Существует несколько вариантов её решения:

Увеличение внешнего смещения. В работе [3] было проведено численное моделирование энергетических диаграмм фоточувствительной nVn структуры с поглощающим слоем $Cd_{0,275}Hg_{0,725}Te$, рассчитанным на среднюю ИК-область, и со сложным трёхслойным барьером, включающим центральный слой с $Cd_{0,6}Hg_{0,4}Te$ и два окружающих его слоя с переменным составом.

Барьерные слои с бóльшим составом обеспечивают лучшие значения обнаружительной способности прибора, что объясняется более эффективным экранированием тока основных носителей заряда в структуре с более широкозонным барьером. При этом наличие барьера для дырок в валентной зоне обуславливает низкие значения обнаружительной способности при нулевом внешнем смещении. При увеличении отрицательного внешнего смещения геометрия потенциальных барьеров претерпевает существенные изменения, как для электронов, так и для дырок. При увеличении смещения высота барьера для дырок становится меньше, что уменьшает барьер для тока неосновных носителей и приводит к увеличению обнаружительной способности. Однако при слишком больших значениях смещения ($\sim 0,4$ В) существенной становится изменение геометрии барьера в зоне проводимости: его форма стремится к треугольной, возрастает туннельная прозрачность барьера и уменьшается эффективность

экранирования тока основных носителей, что приводит к последующему снижению значений обнаружительной способности.

Управление параметрами барьерного слоя. Данный механизм был описан, например, в работах [2]. Суть методики заключается в том, чтобы подобрать параметры барьера (тип проводимости, уровень легирования, толщина и состав) с целью минимизации барьера для неосновных носителей заряда в структуре. Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям, описанным в литературе, структуры с барьерами р-типа проводимости демонстрируют лучшие характеристики, чем структуры с барьерами n-типа. Согласно данным работы [4], посредством прецизионного акцепторного легирования барьерной области можно практически полностью устранить потенциальный барьер для дырок при определённом внешнем смещении.

Использование многослойных барьеров, включая барьеры в виде сверхрешёток. Авторы работы [5] своими исследованиями подтверждают выводы о том, что барьерный слой р-типа позволяет значительно уменьшить потенциальный барьер для дырок. Однако введение в структуру n-типа проводимости барьерно слоя с р-типом проводимости приведёт к образованию областей пространственного заряда вблизи интерфейсов «контактный n-слой – барьер р-типа» и «барьер р-типа – поглощающий n-слой», что в свою очередь приведёт к возрастанию вклада в темновой ток генерационно-рекомбинационной составляющей (механизма Шокли-Рида-Холла). В связи с этим преимущество использования легированного акцепторной примесью барьера не является очевидным и требует детального обоснования.

Авторы работы [5] предложили принципиально новый подход к решению задачи устранения барьера для неосновных носителей заряда. Они исследовали структуру, в которой роль барьера выполняла сверхрешётка $\text{Cd}_{0,95}\text{Hg}_{0,05}\text{Te}/\text{HgTe}$, состоящая из 28 периодов. Проведённое авторами работы моделирование позволяет заключить, что подобная структура барьера позволяет без введения областей пространственного заряда полностью устранить потенциальный барьер для дырок.

1. Maimon S. nBn detector, an infrared detector with reduced dark current and higher operating temperature / S. Maimon, G.W. Wicks // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89. – P. 151109.

2. Different cap-barrier design for MOCVD grown HOT HgCdTe barrier detectors / M. Kopytko, A. Kębłowski, W. Gawron, P. Madejczyk // Opto-Electronics Review. – 2015. – Vol. 23 (2). – P. 143-148.

3. Martyniuk P. Theoretical modelling of MWIR thermoelectrically cooled nBn HgCdTe detector / P. Martyniuk, A. Rogalski // Bulletin of the polish academy of sciences. Technical sciences. – 2013. – Vol. 61, no. 1. – P. 211-220.

4. Kopytko M. Design and modelling of high-operating temperature MWIR HgCdTe nBn detector with n- and p-type barriers // Infrared Physics & Technology. – 2014. – Vol. 64. – P. 47-55.

5. Engineering the Bandgap of Unipolar HgCdTe-Based nBn Infrared Photodetectors / M. Kopytko, J. Wrobel, K. Jozwikowski, A. Rogalski, J. Antoszewski, N.D. Akhavan, G.A. Umana-Membreno, L. Faraone, C.R. Becker // Journal of Electronic Materials. – 2015. - Vol. 44, No. 1, 2015. – 158-166.

ОРГАНИЧЕСКИЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ФТАЛОЦИАНИНА ЦИНКА И ФУЛЛЕРЕНА

Павлова М.Д., Ламкин И.А., Еремеев М.А., Михайлов И.И.,
Патоков Н.О., Тарасов С.А.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ «ЛЭТИ»), г. Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовались структуры FTO/ZnPc:C60/C60/Al. Были измерены важнейшие характеристики фоточувствительных структур: спектр поглощения, пропускания, ВАХ, спектры фоточувствительности. Максимум фоточувствительности структуры находится на длине волны 698 нм.

В современной органической химии развиты технологии, позволяющие синтезировать сложные органические молекулы различной структуры, из которых можно создавать материалы с необходимыми свойствами. На базе синтезированных полупроводниковых органических соединений развиваются современная полимерная оптоэлектроника и фотоника. Оптоэлектронные приборы и датчики на основе органических полупроводников отличаются простотой технологий изготовления и возможностью варьирования их рабочих характеристик в широких пределах.

Наиболее распространенными конфигурациями органических светочувствительных структур являются две группы: структуры слоистого типа, в которых фотоактивные компоненты наносятся отдельными слоями, и структуры с объемным гетеропереходом, в которых есть только один фотоактивный слой, представляющий собой смесь донора и акцептора.

В солнечных батареях обоих типов под действием света происходит фотоиндуцированный перенос электрона от донорного соединения к акцепторному. В слоистых ячейках этот процесс протекает на границе раздела слоев донора и акцептора. В батареях с объемным гетеропереходом разделение зарядов происходит по всему объему активного слоя батареи, где есть контакт донора и акцептора. Наиболее эффективными являются светочувствительные структуры первого типа, так как электроны дальше могут перемещаться к электроду в слое акцепторного материала, а положительные заряды в слое донорного материала. Вероятность того, что носители заряда вернуться к границе раздела или передут в другой слой и рекомбинируют, весьма мала [1].

Были созданы и исследованы структуры на основе FTO/ZnPc:C60/C60/Al, нанесенные на стеклянной подложке. Слои органических материалов и алюминиевый контакт наносились методом вакуумного термического испарения. Перед напылением стеклянная подложка со слоем FTO промывалась в изопропиловом спирте с использованием ультразвуковой ванночки в течение 20 минут. Для создания слоя ZnPc:C60, вещества были смешаны в пропорции 1:1 по массе внутри лодочки, затем был нанесен слой фуллерена, на котором был сформирован слой материала, блокирующего дырочный транспорта – Vphen. Во время нанесения органических слоев поддерживалась температура 60 °С, для нанесения алюминиевого электрода температура была поднята до 70 °С.

Были исследованы важнейшие оптические характеристики слоев, входящих в систему ZnPc:C60/C60/Vphen, включая спектры поглощения и пропускания. Эти исследования проводились при помощи спектрометра быстрого сканирования USB4000 и лампы, излучение которой имитирует солнечное излучение. Спектр поглощения структуры FTO/ZnPc:C60/C60/Vphen/Al имеет 4 пика. Первый соответствует длине волны 455 нм, его ширина на полувысоте находится в диапазон длин волн 419 нм – 502 нм, он соответствует фуллерену. Второй максимум появляется на длине волны 612 нм, его полуширина заключена в диапазоне от 602 нм до 628 нм. Третий максимум, обусловлен поглощением Vphen, он расположен на длине волны 684 нм, его ширина на полувысоте находится в диапазоне длин волн от 667 нм до 700 нм. Последний пик возникает на длине волны 892 нм, полуширина последнего пика 824 нм – 983 нм.

Спектры фоточувствительности исследовались с помощью дифракционного решеточного монохроматора с использованием системы синхронного детектирования, в качестве источника излучения использовалась лампа накаливания. На спектре фоточувствительности структуры наблюдается 2 максимума. Первый пик соответствует длине волны 597 нм, его ширина на полувысоте находится в диапазоне от 573 нм до 635 нм, который возможно соответствует переходу из V_{rhen} в Al . Максимум второго пика расположен на длине волны 698 нм, полуширина пика охватывает значительный диапазон длин волн, в области красного и инфракрасного излучения, 677 нм – 948 нм, этот пик скорее всего обусловлен поглощением света в слоях фуллерена и V_{rhen} .

1. Торошин П. А., Любовская Р. Н., Разумов В. Ф. Органические солнечные батареи: структура, материалы, критические параметры и перспективы развития. Обзоры. Российские нанотехнологии, **3**, № 5-6, 56 – 77, (2008).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ SrF_2 В НАТРИЕВОАЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СТЕКЛАХ, АКТИВИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Орешкина К.В., Дубровин В.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведен синтез и исследование кристаллизационной способности натриевоалюмосиликатных стекол с добавлением стронция и фтора. Исследована возможность активирования натриевоалюмосиликатных стекол со стронцием редкоземельными элементами.

В настоящее время перспективным направлением исследований является создание и получение оптических материалов, сочетающих в себе достоинства стекол и кристаллов. Такими материалами являются стеклокерамические материалы или стеклокерамики. Они сочетают в себе технологичность стекол с физическими свойствами кристаллов [1]. Стеклокерамики, активированные редкоземельными ионами, могут использоваться для создания элементов и устройств фотоники, которые могут быть применены в дисплеях, в устройствах хранения данных, в детекторах радиации, в качестве лазерных материалов, в телекоммуникациях и в медицине [2]. Стеклокерамики с нанокристаллами SrF_2 , представляют особый интерес для приложений фотоники, поскольку в таком стеклокристаллическом материале отсутствует рассеяние света во всем видимом диапазоне длин волн в связи с малыми размерами нанокристаллов SrF_2 (до 10 нм) [3] и возможности активации макрокристаллов редкоземельными ионами.

В работе исследовались стекла, синтезированные в Университете ИТМО, с составом: $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ с содержанием 4,6 мол. % SrO и 7 мол. % F по синтезу. Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1500°C с перемешиванием расплава платиновой мешалкой. Температура стеклования была измерена на дифференциальном сканирующем калориметре STA6000 (Perkin-Elmer) и составила 505°C . Образцы изготавливались в виде плоскопараллельных пластин толщиной 1-1,2 мм и термообработывались в градиентной печи при температурах, близких к температуре стеклования ($490^\circ\text{C} - 550^\circ\text{C}$). Исследование кристаллизационных свойств было проведено с помощью рентгеновского дифрактометра Ultima IV (Rigaku).

В результате исследования была изучена кинетика кристаллизации натриевоалюмосиликатных стекол с добавлением Sr и F . Также по данным рентгенофазового анализа были проведен расчет размеров нанокристаллов SrF_2 в зависимости от времени и температуры термообработки. Кроме того, была исследована возможность легирования стеклокерамик на основе натриевоалюмосиликатных стекол со стронцием редкоземельными элементами.

1. В.С. Рыженков, Научно-технический вестник ИТМО, 26, 275-282, (2006).
2. A.J. Kenyon, Prog. in Quantum Electronics, 26, 225-284, (2002).
3. C. Bocker, J. Wiemert, C. Rüssel, J. of the European Ceramic Society, 33, 1737-1745, (2013).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКЛ МЕТОДОМ ИОННОГО ОБМЕНА

Суханова К.Е., Сгибнев Е.М., Никоноров Н.В.*

Университет ИТМО,

*Кафедра оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ),
Санкт-Петербург, Россия

В данной работе было исследовано формирование наночастиц серебра на поверхности фото-термо-рефрактивных стекол методом ионного обмена, при различной температуре и длительности термообработки.

В последние годы были изучены механизмы формирования планарных волноводных структур на фото-термо-рефрактивном (ФТР) стекле, однако влияние серебряного ионного обмена (ИО) на спектральные характеристики не исследовались. ИО является одним из методов создания волноводов.

Для проведения исследований были выбраны следующие параметры ИО : расплав AgNO_3 (5%) NaNO_3 (95%), температура 320°C , время 15 минут. После ИО одну поверхность ФТР стекла зачищали от ионообменного слоя с помощью шлифовального круга, после чего образцы подвергались термообработке. Термообработка происходила при температурах 350, 400, 450 и 500°C градусах, и длительностью от 15 до 90 минут.

На поверхности ФТР стекла образовывалась пленка, что свидетельствует о формировании наночастиц серебра.

В результате, мы получили спектры поглощения для 350°C (Рис. 1), 400°C (Рис. 2), 450°C (Рис. 3) и 500°C (Рис. 4).

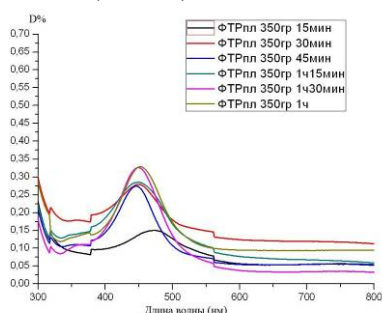


Рис. 1. Спектры поглощения при 350°C

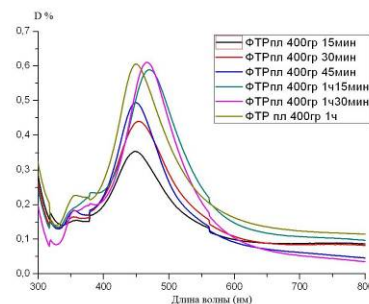


Рис. 2. Спектры поглощения при 400°C

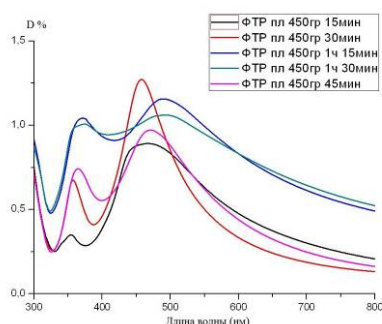


Рис. 3. Спектры поглощения при 450°C

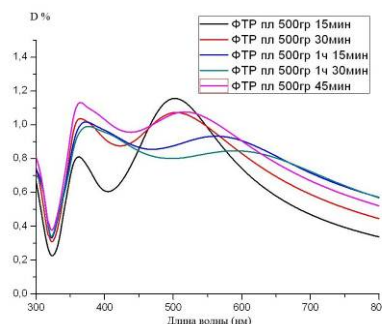


Рис. 4. Спектры поглощения при 500°C

Исходя из спектров поглощения, можно сделать выводы что наночастицы серебра образуются в ФТР стеклах при помощи ИО. При увеличении времени термообработки изменяется форма и размер наночастиц, меняется поглощение пленки. Изучение данной темы позволит создать новый, более простой метод получения волноводов.

ВОЛНЫ КОНЦЕНТРАЦИИ В НАНОЖИДКОСТИ, ИНИЦИИРОВАННЫЕ СВЕТОВЫМ ПОЛЕМ

Ливашвили А.И., Криштоп В.В., Виноградова П.В., Манжула И.С.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

* Вычислительный центр Дальневосточного отделения Российской академии наук, Хабаровск, Россия

Теоретически изучается динамика концентрации частиц наножидкости, в световом поле, с учётом концентрационной конвекции и эффекта Соре. Обнаружено возникновение волн концентрации, скорость и направление распространения которых зависят от полуширины гауссового пучка и знака коэффициента термодиффузии соответственно.

Коллоидные суспензии или, как сейчас их принято называть, наножидкости, широко применяются в различных сферах современной технологии. Например, магнитные жидкости используются для полирования оптических компонентов, а суспензии частиц диоксида кремния в жидких кристаллах существенно улучшают характеристики оптических накопителей. Отметим также их применение в химических процессах (катализе), при создании новых лекарств, смазочных материалов и т.д. С ростом производительности электронных устройств и развитием высокоэнергетических технологий возникает необходимость создания эффективных охлаждающих систем и управления большими тепловыми потоками [1]. Весьма перспективными являются разработки, связанные с молекулярными компьютерами, основу которых составляют переключаемые бистабильные молекулы или их агрегаты. Один из способов интенсификации теплообмена - повышение теплопроводности жидкости путём добавления твёрдых частиц с высокой теплопроводностью [2].

Особый интерес при создании таких суспензий представляют наночастицы. Как показали исследования последних лет [3] жидкофазные среды, в которых в качестве дисперсной составляющей берутся наночастицы из широкозонных полупроводников или диэлектриков оказываются весьма эффективными для реализации ряда нелинейно-оптических эффектов. В этих средах, в отличие от однородных, нелинейно-оптический отклик возникает за счёт индуцированного световой волной изменения показателя преломления и коэффициента поглощения, обусловленного явлениями термодиффузии и электрострикции частиц [4,5]. В то же время, физические механизмы, связанные, в частности, с процессами теплопереноса в таких средах, на наш взгляд, требуют дополнительного исследования.

В работе рассматривается жидкофазная среда с наночастицами, облучаемая световым пучком с гауссовым профилем интенсивности. В результате воздействия светового поля в среде возникают градиенты температуры и концентрации, обуславливающие процессы теплопереноса. Эти явления описываются системой балансных уравнений для температуры и частиц [6]:

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda(C) \nabla_x^2 T + \alpha_0 \tilde{I}_0 \exp\left(-\frac{x^2}{x_0^2}\right),$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla_x^2 C - v \nabla_x C + D_T \nabla_x (C(1-C) \nabla_x T)$$

В отличие от работы [7], в уравнении диффузии мы учли конвективное слагаемое, а в уравнении теплопроводности опущено слагаемое, ввиду его малости, отвечающее за эффект Дюфура. Здесь приняты следующие обозначения: T – температура среды, $C = C(r, t) = m_0/m$ – массовая концентрация частиц (m_0 – масса частиц, m – масса всей среды), C_p , ρ – теплофизические постоянные жидкости, $\lambda(C)$ – коэффициент теплопроводности, \tilde{I}_0 – интенсивность света, α_0 – коэффициент поглощения среды; D , D_T – коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно, $v = \eta/h$ – скорость концентрационной конвекции, которую мы

принимаем постоянной. При этом, η – кинематическая вязкость, а h – толщина кюветы. Рассматривается одномерный случай и процессы седиментации не учитываются. Учитывается тот факт, что процессы установления температуры идут быстрее диффузионных. Это дает возможность изучать последние на фоне стационарной температуры: $\partial T/\partial t = 0$. Рассматривая случай малых концентраций и линейризуя уравнение диффузии с учётом зависимости [8]: $\lambda(C) = \lambda_0 + \beta C = \lambda_0(1 + pC)$, получим задачу в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = b \frac{\partial^2 u}{\partial \bar{x}^2} - Pe b \frac{\partial u}{\partial \bar{x}} - u e^{-\bar{x}^2} = 0, \tag{1}$$

$$u(\bar{x}, \tau) = C_0 \left(1 + \frac{\Delta C}{C_0}\right), \quad u(\bar{x}, 0) = e^{-\bar{x}^2}, \quad \frac{\partial u(0, \tau)}{\partial \bar{x}} = 0, \quad 0 \leq \bar{x} \leq \frac{L}{x_0}, \quad 0 \leq \tau \leq \infty,$$

$$\frac{\partial u\left(\frac{L}{x_0}, \tau\right)}{\partial \bar{x}} - Pe u\left(\frac{L}{x_0}, \tau\right) = 0. \tag{2}$$

Здесь использованы следующие обозначения: Pe – число Пекле, $b = \frac{\lambda_0}{S_T \alpha_0 \bar{I}_0 (1-p)x_0^2}$, $\tau = \frac{D}{bx_0^2} t$, $\bar{x} = \frac{x}{x_0}$.

Точное аналитическое решение задачи (1) - (2) не представляется возможным. Однако, оценивая число Пекле, получим: $Pe > 10^3$. То есть, конвекция может преобладать над диффузией. Это даёт возможность рассматривать «укороченное» уравнение:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + Pe b \frac{\partial u}{\partial \bar{x}} - u e^{-\bar{x}^2} = 0, \quad u(\bar{x}, 0) = e^{-\bar{x}^2}, \tag{3}$$

точное решение которого пропорционально $e^{-(\bar{x}-Pe b \tau)^2}$. Таким образом, учёт конвекции приводит к выявлению волн концентрации, распространяющихся со скоростью $v = \frac{\eta}{x_0}$.

Характерно, что скорость волновых импульсов не зависит от амплитуды светового пучка и увеличивается с уменьшением его полуширины x_0 . Из уравнения (1) следует, что направление распространения зависит от знака коэффициента термодиффузии D_T . Подобные результаты были получены в работе [9], но в конфигурации Бенара.

Начально-краевая задача (1) - (2) решалась также численно, используя разностную схему высокого порядка точности.

На Рис. показаны профили волн концентрации в различные возрастающие справа налево моменты времени.

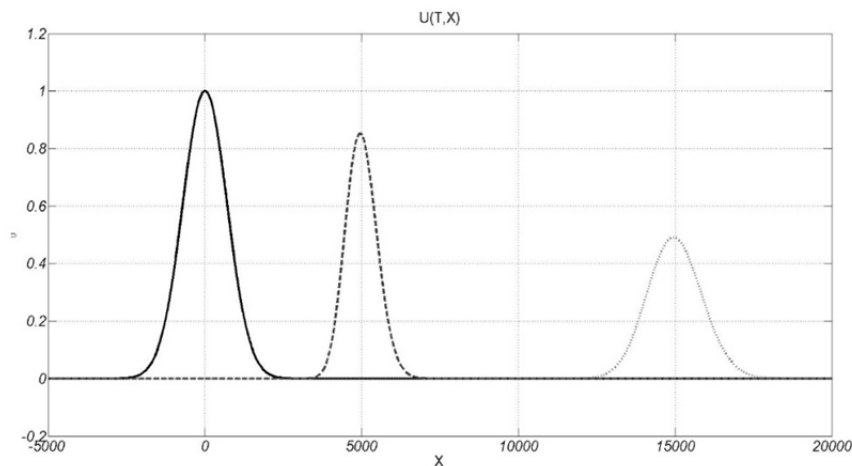


Рисунок. Профили волн концентрации в различные моменты времени, выполненные в условных единицах

Подводя итоги нашего сообщения, можно утверждать, что учёт конвекции даже в виде градиента с постоянной скоростью (без привлечения уравнения Навье – Стокса) привёл к решению в виде волн концентрации, которые распространяются в среде с профилями, амплитуды которых со временем затухают. По мнению авторов работы [9], эти процессы должны иметь автоволновой режим. Однако в нашем подходе это не выявлено.

Обращает на себя внимание зависимость коэффициента теплопроводности от координат, времени и интенсивности падающего излучения.

На наш взгляд представляет интерес рассмотреть изучаемые процессы в нелинейном режиме, что и будет предметом наших дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Хабаровского края.

1. Shawn A. Putnam, David G. Cahill, and Paul V. Braun, *J. Appl. Phys.* **99**, 084308 (2006).
2. Рудяк В.И, Белкин А.А.Томилина Е.И. *ПЖТФ*, **36**, №14, 9-54 (2010).
3. Кульчин Ю.Н., Щербаков А.В., Дзюба В. П., Вознесенский С.С., Микаэлян Г.Т. *Квант. электрон.*, **38**, №2, 154–158 (2008).
4. Livashvili A.I., Krishtop V.V., Yakunina M.I. *Adv. Condens. Matter Phys.*, Article ID 591087, 5 p. (2013).
5. Livashvili A.I., Krishtop V.V., Bryukhanova T.N., Kostina G.V. *Phys. Proc.*, **73**, 156 – 158 (2015).
6. Де Гроот, Мазур П. М.: Мир, (1964).
7. А.И. Ливашвили, В.И. Криштоп, Г.В.Костина. *V Междуна. конф. по фотон. и инф. опт.: Сб. научн. тр.. М.: НИЯУ МИФИ*, 472 (2016).
8. Putnam, S. A. *J. Appl. Phys.* **99**, 084308 (2006).
9. M. I. Shliomis and M. Souhar. *Europhys. Lett.*, **49** (1), 55–61 (2000).

ЗАПИСЬ И ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ С НАКЛОННЫМИ ШТРИХАМИ

Фролов Е.А., Грибаев А.И., Захаров В.В., Коннов Е.А., Михнева А.А.,
Варжель С.В., Новикова В.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена записи и изучению спектральных характеристик наклонных волоконных брэгговских решеток. В ходе работы с помощью интерферометра Тальбота были записаны наклонные волоконные брэгговские решетки с различными углами наклона, изучены их спектры, а также представлены их фотографические изображения.

Наклонная волоконная брэгговская решетка (НВБР) - специальный вид волоконно-оптических решеток. Они обладают периодической модуляцией показателя преломления вдоль оси волокна, однако отличаются от стандартных волоконных брэгговских решёток (ВБР) тем, что имеют определенный угол наклона между плоскостью штрихов решётки и поперечным сечением волокна, что приводит к возникновению более сложного модового взаимодействия излучения, распространяющегося по оптическому волокну. Помимо взаимодействия мод сердцевин, распространяющихся в противоположных направлениях, происходит взаимодействие мод сердцевин, распространяющихся в прямом направлении, и мод оболочки, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Поэтому в спектре пропускания кроме резонанса, соответствующего длине волны Брэгга, имеется еще множество пиков, которые соответствуют взаимодействию мод сердцевин и мод оболочки с различными эффективными показателями преломления (см. Рис. 1).

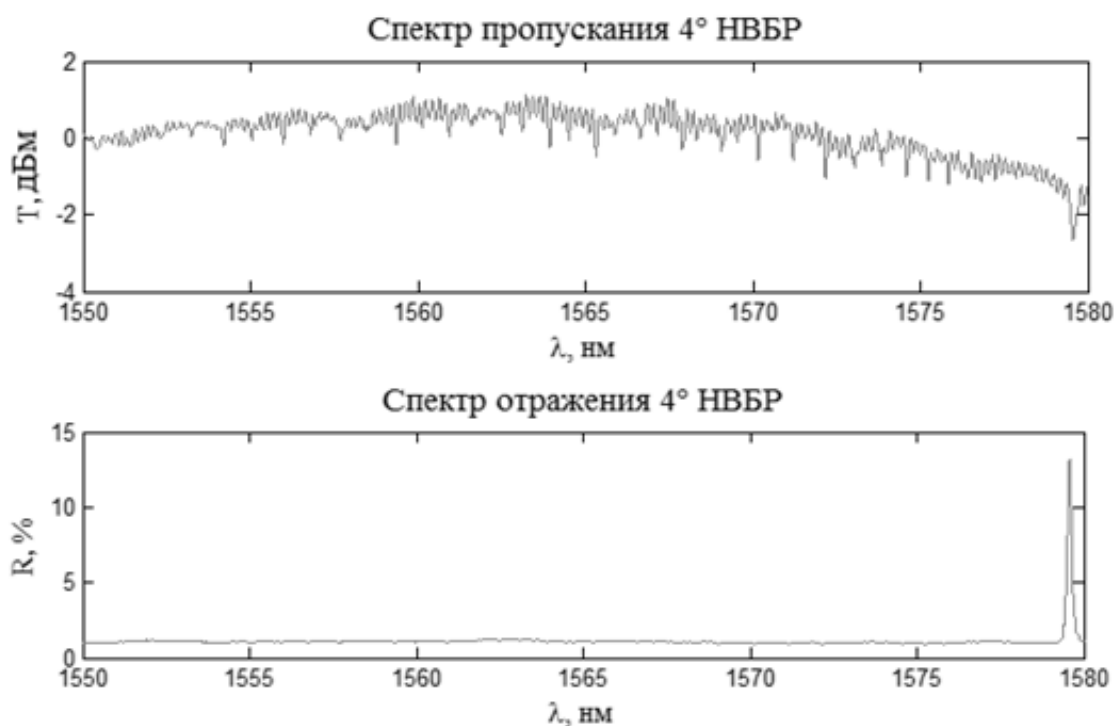


Рис. 1. Спектры пропускания и отражения 4° НВБР

В ходе работы с помощью интерферометра Тальбота были записаны НВБР с различными углами наклона и проанализированы их спектры. Для экспериментов использовалось изотропное оптическое волокно с повышенной концентрацией GeO_2 производства НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова». При увеличении угла наклона увеличивается длина волны брэгговского резонанса, что видно из зависимости, представленной на Рис. 2.

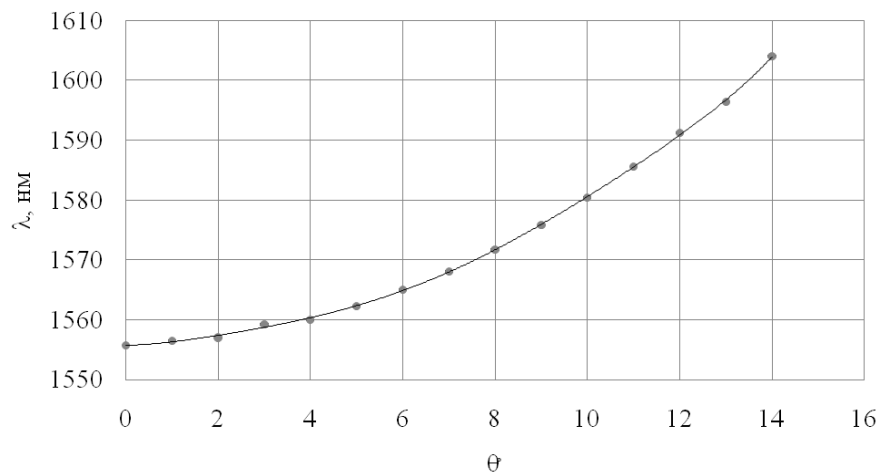


Рис. 2. Зависимость длины волны отражения брэгговского резонанса наклонных ВБР от угла поворота оптического волокна относительно интерференционной картины

С увеличением угла наклона происходит уменьшение эффективности записи, о чем свидетельствует вторая зависимость, представленная на Рис. 3. Эффективность связи мод сердцевин падает с увеличением угла, что согласуется с экспериментальными данными.

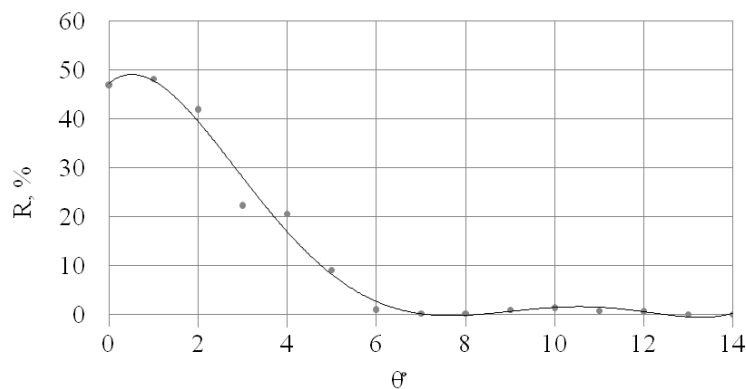


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения наклонных ВБР от угла поворота оптического волокна относительно интерференционной картины

Также, с помощью конфокального микроскопа были получены фотографические изображения НВБР с различными внешними углами наклона оптического волокна относительно штрихов интерференционной картины.

В отличие от ВБР, волновой вектор НВБР имеет ненулевой угол по отношению к оси волокна, и, следовательно, решетка имеет различную структурную геометрию вдоль радиального, азимутального, и осевого направлений, что позволяет использовать НВБР при создании многофункциональных волоконно-оптических устройств с новыми характеристиками. Поэтому НВБР получили применение в различных областях сенсорики (датчики температуры [1], деформации [2], вибрации [3], рефрактометр [4]) и телекоммуникаций (оптический мультиплексор ввода-вывода [5], оптический усилитель на основе волокна, легированного ионами эрбия [6], поляризатор излучения [7]).

1. J. Albert, L.-Y. Shao, C. Caucheteur, *Laser & Photonics Reviews*, **V. 7**, pp. 83-108, (2013).
2. L.-Y. Shao, A. Laronche, M. Smietana, P. Mikulic, W.J. Bock, J. Albert, *Opt. Comm.*, **V. 283**, pp. 2690–2694, (2010).
3. T. Guo, A. Ivanov, C. Chen, J. Albert, *Opt. Express*, **V.33**, № 9, pp. 1004-1006 (2008).
4. T. Guo, H.-Y. Tam, P.A. Krug, J. Albert, *Optics Express*, **V. 17**, № 7, pp. 5736-5742, (2009).
5. H.S. Park, S.H. Yun, I.K. Hwang, S.B. Lee, B.Y. Kim, *IEEE Photonics Technology Letters*, **V. 13**, pp. 460-462, (2001).
6. R. Kashyap, R. Wyatt, R.J. Campbell, *Electronics Letters*, **V. 29**, pp. 154-156, (1993).
7. Z. Yan, K. Zhou, L. Zhang, *Opt. Lett.*, **V. 37**, № 18, pp. 3819-3821, (2012).

ФОРМИРОВАНИЕ ФОТОПОЛИМЕРНО-ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Семкин А.О., Шарангович С.Н., Сон Д.И., Долгирев В.О.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

В работе приведена теоретическая модель голографического формирования дифракционных фазовых элементов для преобразования полей световых пучков в фотополимерно-жидкокристаллических композиционных материалах (ФПМ-ЖК). На основе результатов численного моделирования показано, что в условиях преобладания фотополимеризационного процесса формирования дифракционный элемент искажается, что может привести к неэффективному преобразованию считывающего пучка.

Пучки лазерного излучения с заданной пространственной структурой в настоящее время находят применение в устройствах самых перспективных технологий. Это обуславливает интерес к устройствам и элементам формирования таких пучков [1-3]. Наиболее распространенным методом их формирования является преобразование фазового фронта плоской или Гауссовой волны устройствами аксиконной оптики [1], а также дифракционными элементами [2,3].

Фотополимеризующиеся композиции, применяемые в качестве фоточувствительных сред для голографического формирования дифракционных элементов, обеспечивают высокую дифракционную эффективность преобразования, а также позволяют, путем введения в их состав дополнительных функциональных примесей, наделять элементы новыми полезными свойствами. В частности, использование ФПМ-ЖК позволит создавать на их основе электрически управляемые элементы преобразования оптических пучков. Целью данной работы является разработка теоретической модели голографического формирования данных элементов.

Рассмотрим два пучка квазимонохроматического лазерного излучения, падающие на образец ФПМ-ЖК под небольшими углами. Плоскость xOy лабораторной системы координат совпадает с плоскостью образца, оба пучка лежат в плоскости xOz . Пучки E_0 и E_1 назовем опорным и сигнальным соответственно, примем, что они имеют равномерное распределение интенсивности, при этом опорный имеет плоский волновой фронт, а волновой фронт сигнального пучка определяется формирующей системой. Тогда данные пучки без учета затухания могут быть описаны:

$$\mathbf{E}_0(x, y) = \mathbf{e}_0 \cdot E_0 \cdot e^{i(k_0 \cdot \sin \theta_0 \cdot x)}, \quad \mathbf{E}_1(x, y) = \mathbf{e}_1 \cdot E_1 \cdot e^{i(k_1 \cdot \sin \theta_1 \cdot x + \varphi_1(x, y))} \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_1$ - единичные векторы поляризации пучков; $E_0 = E_1 = 1$ - амплитуды пучков; $k_0 = k_1$ - их волновые числа; $\theta_0 = -\theta_1$ - углы их падения; $\varphi_1(x, y)$ - распределение фазы сигнального пучка. Также в рамках данной работы примем, что поляризация записывающих пучков совпадает с поляризацией собственных необыкновенных волн.

Фотополимеризационно-диффузионный процесс формирования описывается кинетическими уравнениями изменения концентрации мономера $M(x, y, t)$ и показателя преломления материала $n(x, y, t)$ [4]:

$$\frac{\partial M(x, y, t)}{\partial t} = \text{div} [D_M \text{grad} M(x, y, t)] - \sqrt{h \cdot I(x, y)} M(x, y, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n(x, y, t)}{\partial t} = \delta n_p \cdot \sqrt{h \cdot I(x, y)} \frac{M(x, y, t)}{M_n} + \delta n_{lc} \text{div} \left[D_{LC} \text{grad} \frac{M(x, y, t)}{M_n} \right], \quad (3)$$

где M_n - начальная концентрация мономера; h - обобщенный параметр скорости фотополимеризации, определяемый параметрами предполимерной композиции; D_M, D_{LC} -

коэффициенты диффузии; δn_p , δn_{lc} – коэффициенты вклада процессов фотополимеризации и диффузии; $I(x, y)$ – интерференционная картина.

Уравнения (2), (3) представляют собой дифференциальные уравнения параболического типа по двум пространственным координатам. В общем случае их аналитическое решение затруднительно. Разделяя всю ось Oy на N отрезков Δy , таких, что $\Delta y \ll \Lambda$, где Λ - период формируемой структуры, мы можем пренебречь диффузией вдоль оси Oy и рассматривать задачу как квази-двумерную. Соответственно, ее решение будем искать в виде суммы всех распределений показателя преломления по оси Ox , определенных для каждого значения $y = y_0 + j \cdot \Delta y$, где y_0 - начальное значение, $j = 0 \dots N$ - номер отрезка. Тогда решение уравнений (2), (3) в соответствии с методикой [4] может быть найдено в виде суммы пространственных гармоник концентрации мономера и показателя преломления:

$$M(x, y, \tau) = \sum_{i=0}^H M_i(x, y, \tau) \cos[i \cdot (K_x \cdot x + \varphi_1(x, y))] \quad (5)$$

$$n(x, y, \tau) = n_{st} + \sum_{i=0}^H n_i(x, y, \tau) \cos[i \cdot (K_x \cdot x + \varphi_1(x, y))]$$

где $\tau = t/T_m$ – относительное время; T_m – характерное время диффузии; n_{st} - значение показателя преломления материала до начала процесса формирования; амплитуды пространственных гармоник могут быть найдены из решения систем $H+1$ кинетических уравнений для концентрации мономера и показателя преломления:

$$\frac{\partial M_i(x, y, \tau)}{\partial \tau} = -i^2 M_i(x, y, \tau) + \sum_{l=0}^H a_{i,l}(x, y) M_l(x, y, \tau) \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_i(x, y, \tau)}{\partial \tau} M_n = \delta n_{lc} \cdot i^2 M_i(x, y, \tau) - \delta n_p \cdot \sum_{l=0}^H a_{i,l}(x, y) M_l(x, y, \tau)$$

где введена матрица коэффициентов $a_{j,l}(x, y)$ [4], которые являются функциями от параметра $b = T_p/T_m$, T_p – характерное время фотополимеризации.

С точки зрения практических применений особый интерес представляют Бесселевы пучки. Использование комбинаций аксиконов и дополнительных фазовых элементов позволяет формировать из Гауссовых пучков пучки Бесселя различных порядков [1]. На Рис. 1 приведено изображение волнового фронта сигнального пучка, сформированного фазовым винтом и аксиконом, а также соответствующая ему интерференционная картина.

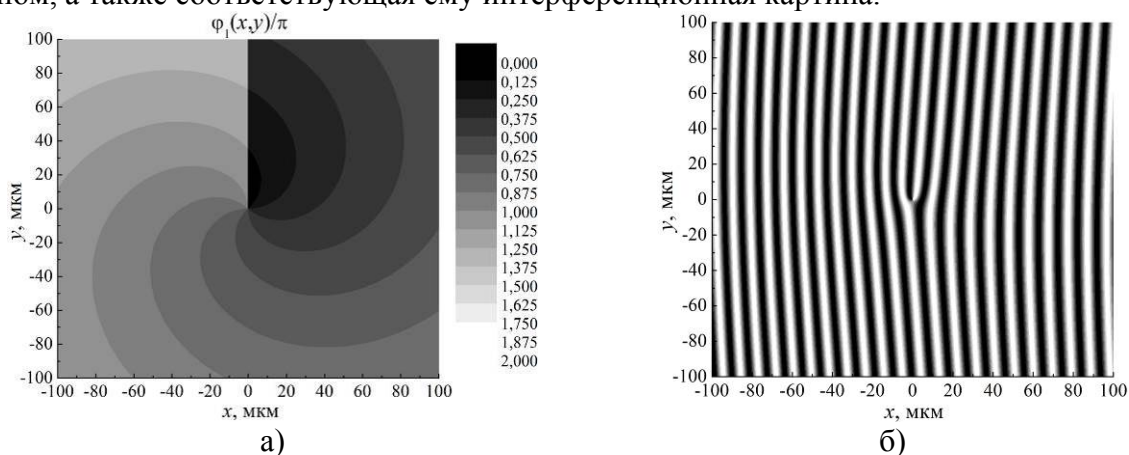


Рис. 1. Волновой фронт сигнального пучка (а) и соответствующая интерференционная картина (б)

Соотношение скоростей фотополимеризации и диффузии определяет характер протекания процесса записи и конечный вид функции распределения показателя преломления материала [4]. В частности, преобладание фотополимеризационного процесса может привести к формированию структуры, профиль которой значительно отличается от интерференционной картины [5-7]. На Рис. 2 приведены результаты численного моделирования изменения

величины $n(x, y, t)$, выполненного по выражениям (5)-(7), для интерференционной картины Рис. 1б, для двух значений параметра $b = 0,25$ и $b = 5$.

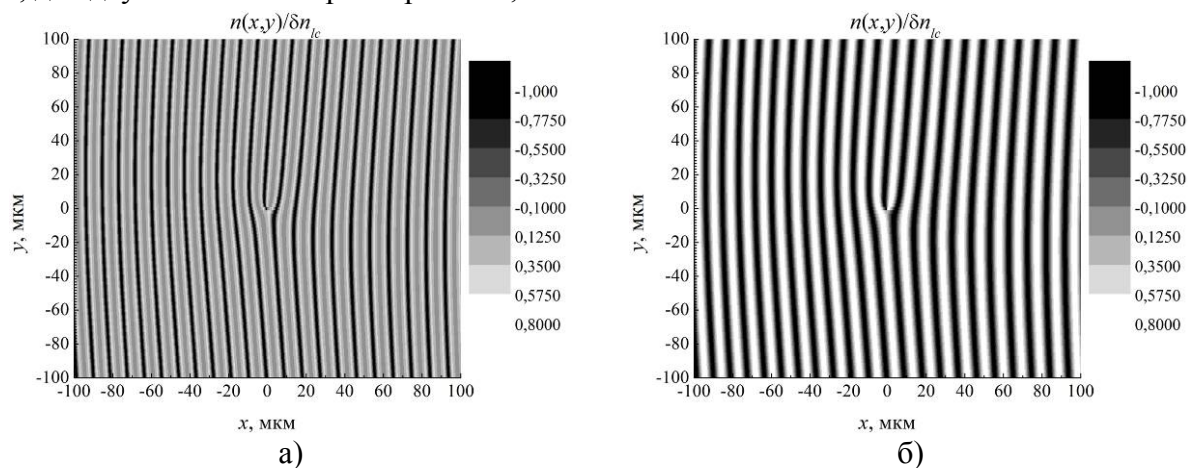


Рис. 2. Пространственные распределения изменения показателя преломления ФПМ-ЖК для $b = 0,25$ (а) и для $b = 5$ (б)

Результаты численного моделирования (Рис. 2) показывают, что характер протекания фотополимеризационно-диффузионного процесса формирования дифракционного элемента определяет характер изменения его показателя преломления. В частности, Рис. 2а показывает, что в случае преобладания фотополимеризационного процесса формирования над диффузионным профиль показателя преломления значительно отличается от пространственного распределения интерференционной картины (см. Рис. 1б), что обуславливает искажения дифракционного элемента.

Полученные результаты в дальнейшем будут использованы для анализа пространственного распределения световых пучков, дифрагирующих на подобных структурах.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017 год (Проект № 3.1110.2017/4.6).

1. Л.Н. Пятницкий, В.В. Коробкин, *Труды ИОФАН.*, **57**, 59-114, (2000).
2. А.Ю. Костылев, И.В. Ильина, Т.Ю. Черезова, А.В. Кудряшов, *Оптика атмосферы и океана*, **20**, №11, 1028-1032, (2007).
3. А.А. Казак, Л.А. Казак, А.Л. Толстик, Е.А. Мельникова, *Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика.*, №1, 3-6, (2011).
4. Е.А. Довольнов, С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, *Изв. вузов. Физика.*, **48**, №5, 56-63, (2005).
5. Е.А. Довольнов, В.Г. Миргород, Е.Ф. Пен, С.Н. Шарангович, В.В. Шелковников, *Изв. вузов. Физика.*, **50**, №4, 34-39, (2007).
6. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович, *Ученые записки физического факультета Московского университета.*, №5, 165306, (2016).
7. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович, Е.В. Васильев, И.А. Викулина, К.О. Гусаченко, Д.И. Дудник, *Доклады ТУСУРа.*, **20**, №1, 29-32, (2017).

ЗАПИСЬ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА.

Михнева А.А., Грибаев А.И., Варжель С.В., Новикова В.А., Фролов Е.А., Стам А.М., Залесская Ю.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена записи и изучению спектральных характеристик чирпированных волоконных брэгговских решеток. В ходе работы с помощью интерферометра Гальбота были записаны чирпированные волоконные брэгговские решетки разной длины, исследованы их спектры. Также была получена дифракционная структура с уширенным спектром (32 нм) путем суперпозиции нескольких чирпированных волоконных брэгговских решеток.

Чирпированными называют решетки показателя преломления с изменяющимся периодом. Такая структура может быть получена при изменении вдоль оси оптического волокна (ОВ) периода решетки и/или показателя преломления сердцевины световода (Рис. 1).

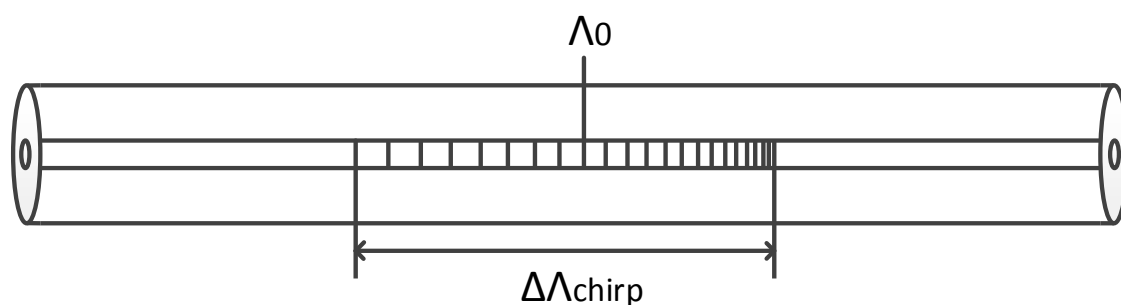


Рис. 1. Чирпированная волоконная брэгговская решетка, где Λ_0 – центральный период решетки, $\Delta\Lambda_{chirp}$ – линейное изменение периода (чирпинг)

На Рис. 2 представлен пример спектра чирпированной волоконной брэгговской решетки (ЧВБР) в сравнении с решеткой Брэгга с постоянным периодом. ЧВБР записана в интерферометре Гальбота с применением в качестве делителя пучка фазовой маски (ФМ) с линейно изменяющимся периодом 2,3 нм/см.

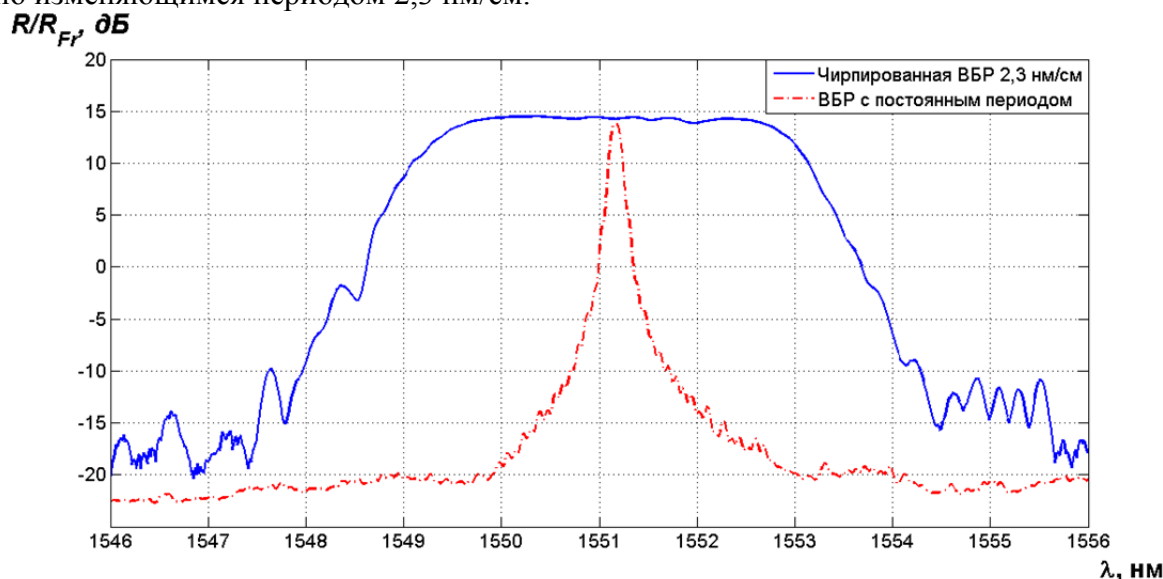


Рис. 2. Сравнение спектров ЧВБР и решетки с постоянным периодом (R/R_{Fr} – отношение (выраженное в децибелах) коэффициента отражения ВБР к френелевскому отражению в 3,5% от торца ОВ, взятому за опорный уровень)

В ходе работы с помощью интерферометра Тальбота были записаны ЧВБР с разной длиной и проанализированы их спектры. Для экспериментов использовалось изотропное ОВ с повышенной концентрацией GeO_2 производства НИТИОМ ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Анализируя зависимость ширины спектра отражения на полувысоте от длины решетки (Рис. 3), можно отметить, что ширина спектра решеток, записанных в интерферометре Тальбота при установке ФМ с постоянным периодом, составляет порядка нескольких десятых нм. С помощью chirpированных ФМ с линейно изменяющимся периодом 1 и 1,5 нм/см удалось записать ЧВБР с шириной спектра на полувысоте в диапазоне 0,4-7 нм. С увеличением длины ЧВБР растет ширина ее спектра отражения.

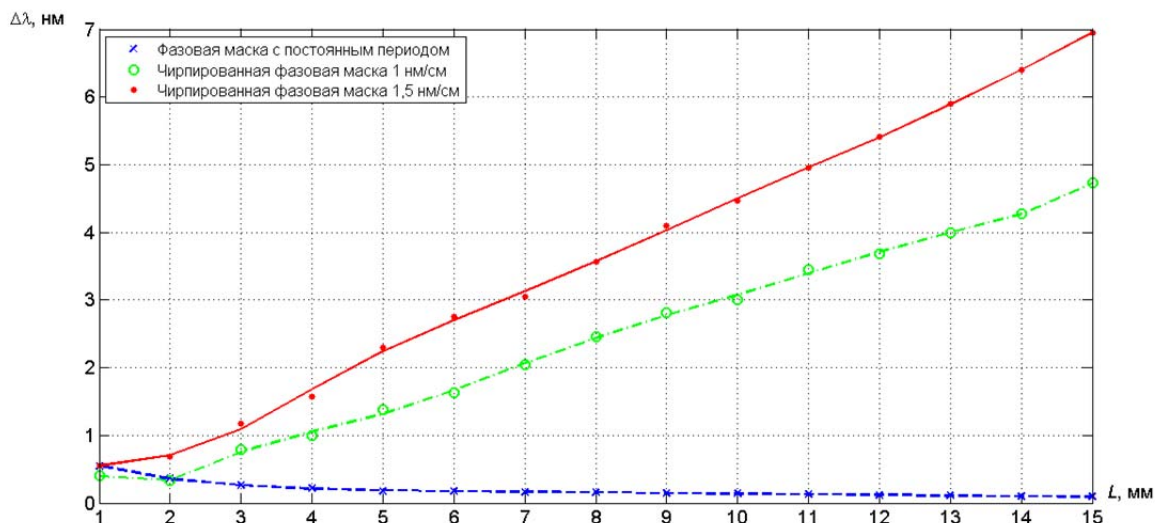


Рис. 3. Зависимость ширины спектра отражения ВБР на полувысоте от длины решетки

Видно, что эффективность записи ЧВБР с увеличением длины не изменяется, а коэффициент отражения решеток с постоянным периодом увеличивается с увеличением длины решеток (Рис. 4).

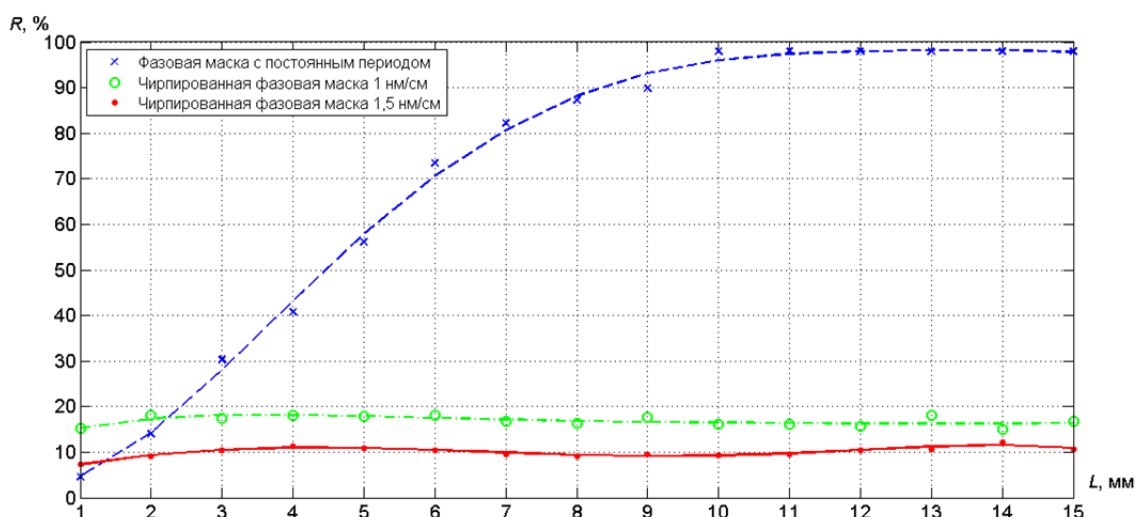


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения ВБР от длины решетки

На Рис. 5 представлен спектр отражения суперпозиции нескольких chirpированных ВБР. Таким способом удалось добиться ширины спектра отражения на полувысоте 32 нм.

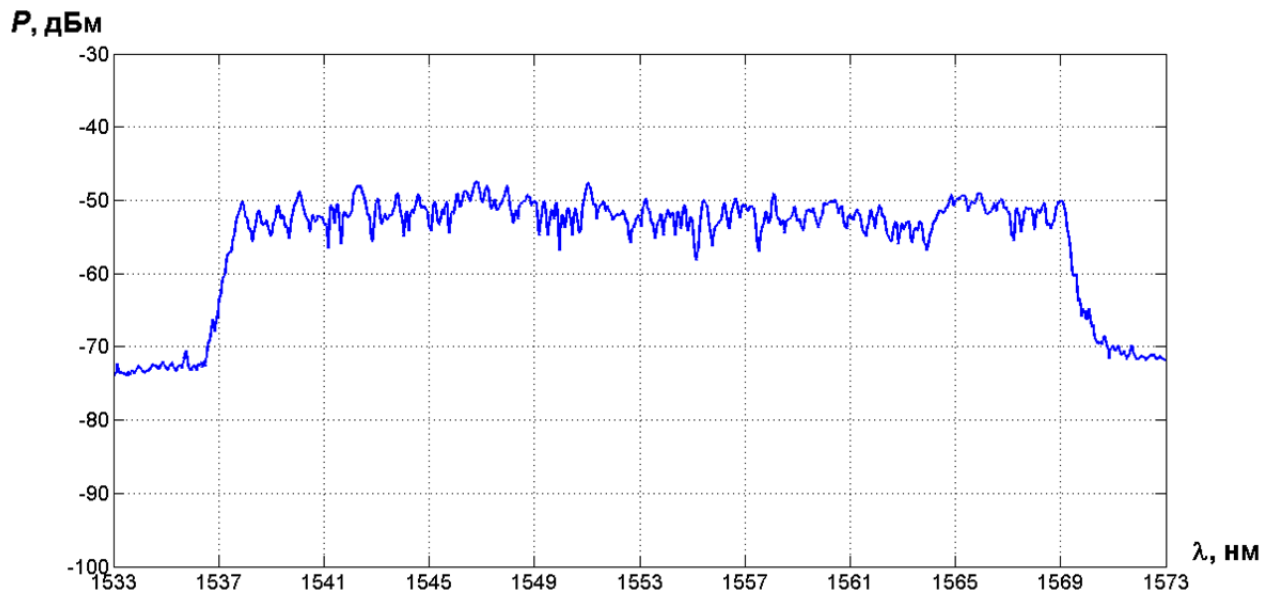


Рис. 5. Спектр отражения суперпозиции 7 чирпированных ВБР

Благодаря своим уникальным свойствам такие структуры могут применяться в качестве отражающих элементов волоконно-оптических фазовых интерферометрических датчиков, фильтров, компенсаторов хроматической дисперсии, а также для выравнивания спектров источников излучения.

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ

Новикова В.А., Варжель С.В., Грибаев А.И., Архипов С.В., Идрисов Р.Ф.,
Михнева А.А., Фролов Е.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе освещается методика записи волоконных брэгговских решёток с фазовым сдвигом и последующее исследование спектральных характеристик полученных структур. При выполнении работы запись решёток Брэгга осуществлялась на интерферометре Тальбота, а введение фазового сдвига - с помощью электрической дуги сварочного аппарата. Использование данной методики позволило получить спектры отражения со значениями ширины провала на полувысоте в диапазоне от 24 пм до 96 пм.

Волоконная брэгговская решётка (ВБР) с фазовым сдвигом (Рис. 1) позволяет наблюдать на длине волны брэгговского резонанса явление деструктивной интерференции, то есть, гашения волны до нуля. Объяснение данного явления состоит в следующем: излучение, отраженной от первой решётки и излучение, отраженное от второй решётки, находятся в противофазе относительно друг друга, что и обуславливает наличие спада в спектре отражения.

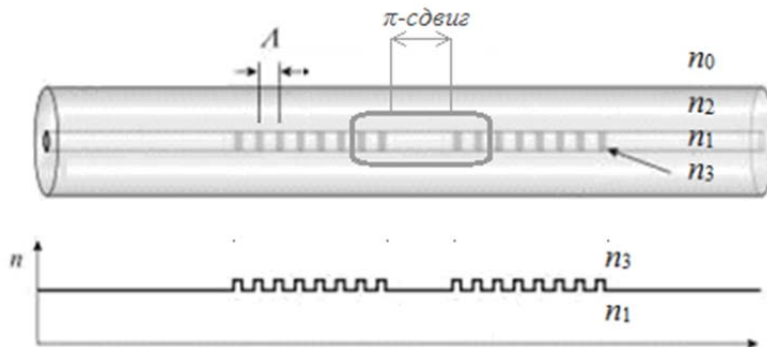


Рис. 1. Волоконная брэгговская решётка с фазовым сдвигом

Запись ВБР осуществлялась на интерферометре Тальбота, одна из особенностей использования которого заключается в возможности изменения периода решётки, а, следовательно, и изменения длины волны брэгговского резонанса. Наведение фазового сдвига было реализовано с помощью электрической дуги сварочного аппарата. Исследовалось два метода внесения фазового сдвига: в центре одной сформированной ВБР и между двумя ВБР, разнесёнными на определённое расстояние. Снятие спектров осуществлялось в реальном времени, а количество электрических пробоев было различно для каждой решётки показателя преломления, пока не были достигнуты спектры отражения наиболее приближенные по форме к идеализированному спектру отражения ВБР с π -сдвигом. На Рис. 2 представлены спектры отражения, полученные в ходе исследований.

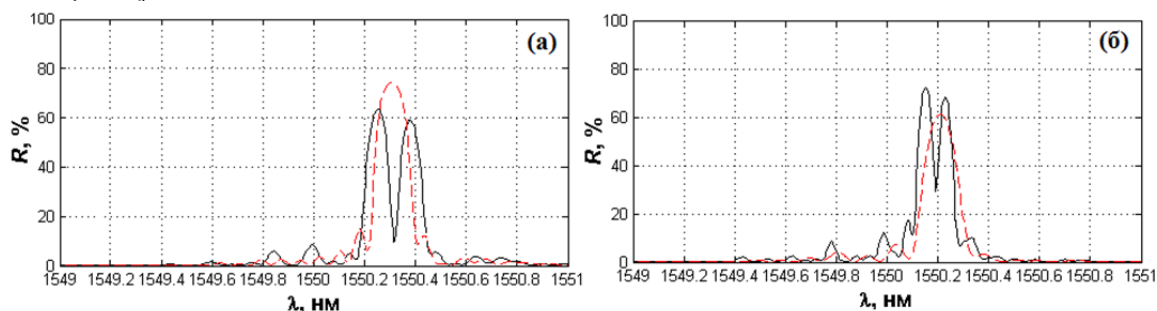


Рис. 2. Спектры отражения ВБР с фазовым сдвигом: а) длина решётки – 10 мм, ширина провала на полувысоте – 40 пм; б) длина решётки – 2*7 мм, ширина провала на полувысоте – 28 пм

Основной параметр, по которому проводился сравнительный анализ эффективности решёток, было значение ширины провала на полувысоте в спектре отражения ВБР с фазовым сдвигом, то есть, ширины проходящего излучения. С увеличением длины решётки значение указанного параметра уменьшалось, то есть происходило заужение спектра. Данная зависимость представлена на Рис. 3.

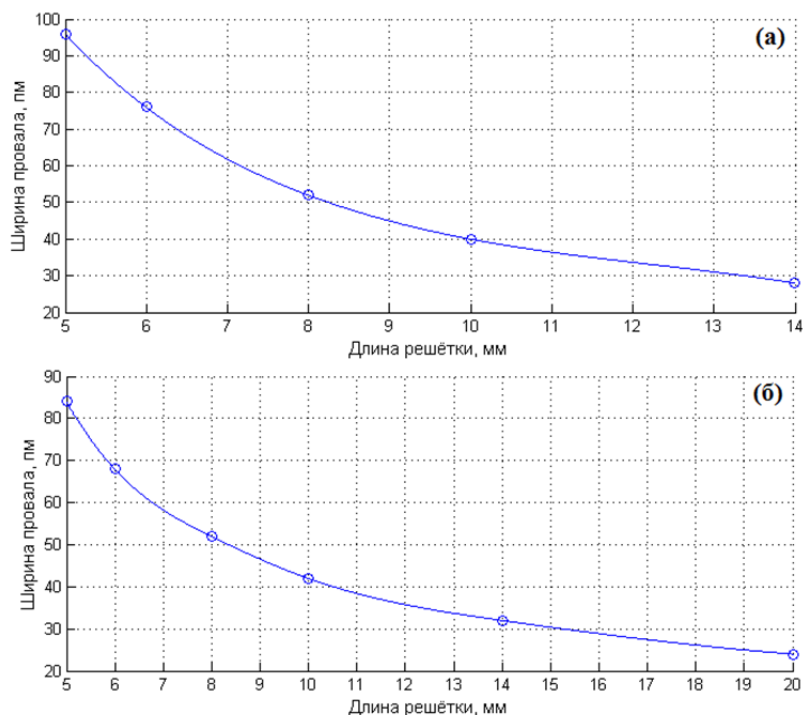


Рис. 1. Зависимость спектральной ширины провала от длины сформированной ВБР, при этом внесение фазового сдвига осуществлялось: а) в центре одной сформированной ВБР; б) между двумя ВБР, разнесёнными на определённое расстояние

Максимальная длина диафрагмы, имеющаяся в системы с интерферометром Тальбота, в нашем случае, была 14 мм; используя метод последовательной записи двух ВБР, разнесённых на определённое расстояние у нас появилась возможность записать более длинную решётку показателя преломления, таким образом, достигнув минимальное значение ширины провала на полувысоте – 24 пм при длине решётки 20 мм.

В данной работе проводились эксперименты по влиянию температуры и механического напряжения на ВБР с фазовым сдвигом. Целью исследования является, во-первых, проверка стабильности основных характеристик ВБР с фазовым сдвигом, во-вторых, отслеживание смещения спектра. На Рис. 4 представлен спектр отражения при значениях температуры 0°C и 90°C.

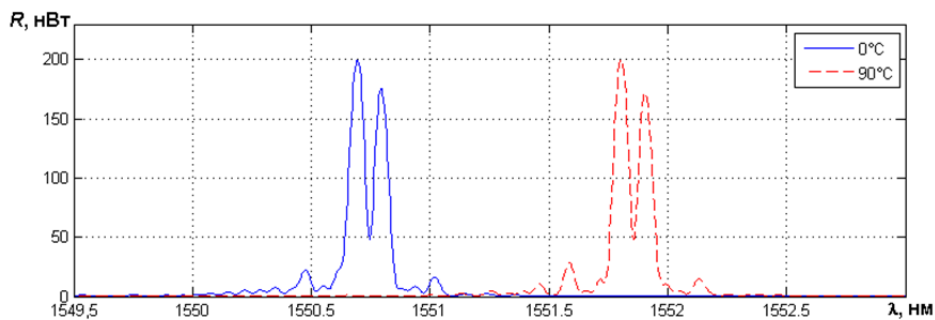


Рис. 2. Спектры отражения ВБР с фазовым сдвигом при температурах 0°C и 90°C

На Рис. 5 представлены спектры отражения при приложении механического растяжения силой в 0 Н и 4 Н соответственно.

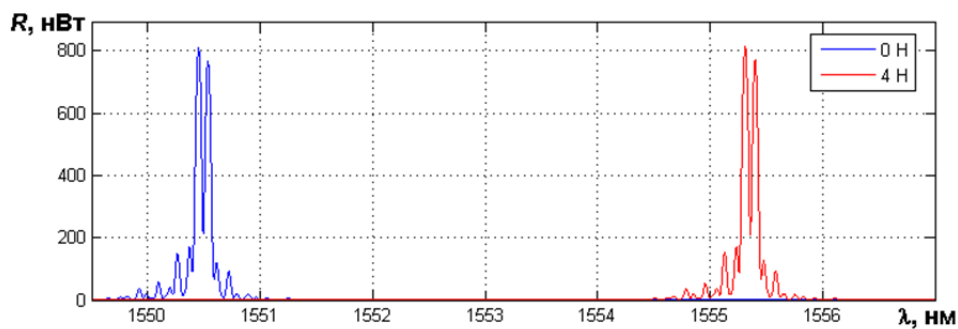


Рис. 3. Спектры отражения ВБР с фазовым сдвигом при приложении растяжения силой в 0 Н и 4 Н

Как видно из приведённых спектров, сохраняется стабильность решёток, то есть форма спектра и наблюдается сдвиг спектра в длинноволновую область при повышении температуры и увеличении силы растяжения. Данная особенность таких структур позволяет использовать их в качестве высокоточных датчиков с повышенной разрешающей способностью (по сравнению с датчиками, основанными на стандартных ВБР).

При оценке разработанного метода осуществлялся анализ спектров полученных решёток, расчёт спектральной ширины провала на полувысоте, исследование внешних воздействий на решетки, таких как температура и механическое напряжение. Данные, полученные в результате исследования записанных ВБР с фазовым сдвигом, доказывают эффективность использования данного метода, его простоту реализации и возможность контроля основных параметров.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ НА КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Шулепов В.А., Аксарин С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Интегрально-оптические волноводы с двулучепреломлением широко используются в области фазовых интерферометрических волоконно-оптических датчиков. Однако, в них могут возникать поляризационные преобразования, что может вносить помехи в полезный сигнал волоконно-оптических датчиков.

Волоконно-оптические датчики (ВОД) по причине их устойчивости к электромагнитным возмущениям, обладания малыми массогабаритными параметрами и относительно низкой себестоимостью активно используются во многих высокотехнологичных сферах [1]. Одними из наиболее точных ВОД считаются фазовые интерферометрические датчики (ФИД). Среди ФИД выделяют волоконно-оптический гироскоп (ВОГ), который базируется на основе интерферометра Саньяка [2]. ВОГ является важнейшим прибором для навигации морских и воздушных судов, а также ориентации и стабилизации космических аппаратов. Одним из элементов ВОГ является многофункциональная интегрально-оптическая схема (МИОС), которая представляет собой интегрально-оптическую схему, включающую каналы волноводы на кристалле ниобата лития, выполненные методом диффузии титана и имеющих топологию X-образного разветвителя, а также поляризатор в одном из плеч. Поверхность МИОС покрыта электродами фазового модулятора. Преимущество использования представленного кристалла заключается в том, что ниобат лития обеспечивает возможность модуляции двулучепреломления с высокой эффективностью, и низкими сквозными оптическими потерями (около 3,5 дБ), а также возможность сопряжения с одномодовым волокном [3].

Так как ВОГ является фазовым интерферометрическим датчиком, то поляризационные преобразования в оптическом тракте могут вносить помехи в полезный сигнал датчика, следовательно, их необходимо детектировать и учитывать для получения высокоточного устройства.



Рис. 1. Оптическая часть блок-схемы интерференционного ВОГ [4]

При создании ВОГ используются оптические компоненты, в основе которых лежит оптическое волокно с сильным двулучепреломлением и интегрально-оптическая схема, как показано на Рис. 1. Весомые преобразования поляризации возникают на стыках компонентов, однако это точечные преобразования. Также существуют распределенные преобразования поляризации, которые характеризует величина Н-параметр [5]. В оптических волокнах с двулучепреломлением, используемых в ВОГ, эта величина составляет порядка 10^{-6} - 10^{-5} м⁻¹. Поэтому необходимо исследовать преобразования поляризации образцов интегрально-оптических волноводов. Помимо этого, необходимо также исследовать поведение Н-параметра при температурном воздействии на кристалл ниобата лития.

Для проведения представленной работы была собрана схема (Рис. 2), состоящая из широкополосного источника излучения, контроллера поляризации, волоконного поляризатора, многофункциональной интегрально-оптической схемы (МИОС), одномодового волокна для ввода и вывода излучения из МИОС, поляризационного интерферометра Майкельсона. Излучение от источника вводилось через контроллер поляризации и волоконный поляризатор в порт МИОС с одной стороны с помощью высокопрецизионного микропозиционера, а с другой

стороны принималось вторым волокном также с помощью микропозиционера. После этого, излучение попадало в сканирующий поляризационный интерферометр Майкельсона, с помощью которого, при смещении одного из плеч, производился анализ картины видности [6]. Для анализа температурных воздействий на волноводы МИОС, кристалл ниобата лития был размещен на элементе Пельтье размером 40x40 мм.

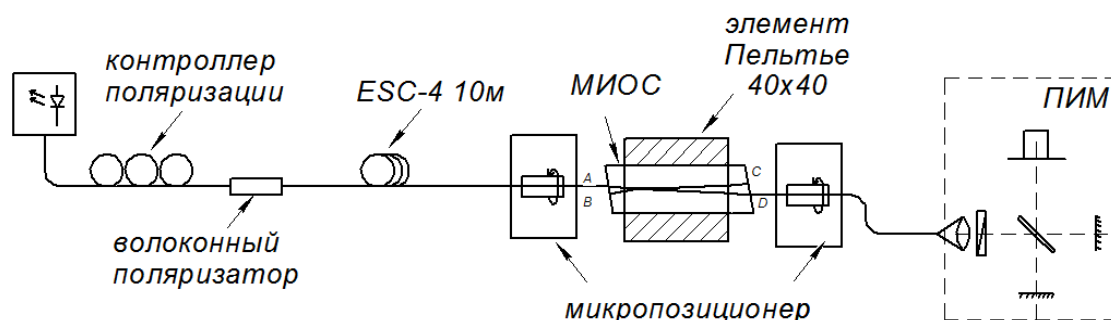


Рис. 2. Оптическая схема исследования

В работе произведено исследование поляризационных преобразований в волноводе кристалла ниобата лития и их зависимость от температурного воздействия при нагревании элементом Пельтье.

В результате исследования было получено, что в волноводе интегрально-оптической схемы на кристалле ниобата лития присутствуют распределенные преобразования поляризации, достигающие величин 10^{-4} - 10^{-3} см⁻¹, что на четыре порядка превышает значение преобразований в оптических волокнах с двулучепреломлением, а при нагреве кристалла на 8°С в волноводах поляризационные преобразования увеличиваются на два порядка.

1. Окоси Т., Окамото К. *Волоконно-оптические датчики*. Ленинград: Энергоатомиздат, 256, (1991).
2. Lefevre H. *The Fiber-Optic Gyroscope*. London: "Artech House", 303, (1992).
3. Серебрякова В., Дейнека Г. *Канальные оптические волноводы. Моделирование*. 84. (2012).
4. Алейник А.С. *Исследование и повышение точностных параметров волоконно-оптических гироскопов*. Диссертация на соискание ученой степени к.т.н., СПб., (2012).
5. Аксарин С.М. *Исследование поляризационных методов и технологии согласования волоконно-оптических и интегрально-оптических волноводов*. Диссертация на соискание ученой степени к.ф.-м.н., СПб., (2014).
6. Мухтубаев А.Б., Аксарин С.М., Стригалева В.Е., Новиков Р.Л. *Исследование влияния намотки анизотропных оптических волокон с различной величиной натяжения на степень сохранения N-параметра*. Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, **15**, № 5, 803–808, (2015).

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОД ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В МНОГОСЕРДЦЕВИННОМ ОПТОВОЛОКНЕ С СИЛЬНЫМИ СВЯЗЯМИ МЕЖДУ СЕРДЦЕВИНАМИ

Калинин Н.А.,^{*,**} Андрианов А.В.,^{**} Ким А.В.^{**}

^{*}Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

^{**}Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Разработан численный алгоритм для восстановления профилей и постоянных распространения супермод в многосердцевинном оптоволокне с сильными связями между сердцевинами. Метод использован для семисердцевинного волокна, показано, что восстановление характеристик оптоволокна может быть выполнено с хорошей точностью.

Многосердцевинное оптоволокно последнее время привлекает большое внимание исследователей как многообещающая среда для высокоскоростной передачи данных, а также как компонент различных оптических и лазерных устройств [1]. Особенный интерес представляют многосердцевинные волокна с относительно высокими связями между сердцевинами, что разрешает эффективную передачу энергии между сердцевинами. Такие волокна могут быть использованы, например, для когерентного сложения излучения нескольких лазеров для увеличения пиковой интенсивности [2]. В таком оптоволокне параметры каждой сердцевины, а также параметры связи между сердцевинами должны контролироваться с высокой точностью, особенно в условиях сильной нелинейности в высокомоощных лазерных системах. Прямое измерение этих параметров с достаточной степенью точности является сложной задачей. Мы предложили алгоритм, основанный на решении обратной задачи восстановления параметров оптоволокна из результатов измерения интенсивности света при линейном распространении.

Многосердцевинное оптоволокно может быть представлено как система нескольких связанных одномодовых волноводов. Коэффициенты связи между сердцевинами зависят от внутренней структуры волокна. Предполагая, что структура волокна не изменяется на его протяжении, возможно рассчитать супермоды оптоволокна, каждая из которых распространяется со своей фазовой скоростью. Если в оптоволокне возбуждена только одна супермода, то распределение мощности по сердцевинам остается постоянным по мере распространения. В идеальном случае, когда известна внутренняя структура оптоволокна (размер и форма сердцевины, а также расстояние между ними), возможно рассчитать коэффициенты связи между сердцевинами и затем вычислить постоянные распространения и профили супермод. Однако, даже при небольшом отклонении от идеальной структуры волокна профили и постоянные распространения супермод значительно отличаются от рассчитанных. Если возбуждено несколько супермод (например, если на входе засвечивается только одна сердцевина), то распределение интенсивности по сердцевинам на выходе из оптоволокна очень чувствительно к отклонениям супермод от идеального случая.

Далее мы покажем, что возможно восстановить, используя алгоритмы оптимизации, постоянные распространения и коэффициенты связи между сердцевинами, а также профили супермод, на основании данных о нескольких измерениях распределения интенсивности по сердцевинам на выходе из оптоволокна.

Распространение света в многосердцевинном оптоволокне может быть описано уравнением

$$\frac{dA}{dz} = i\hat{C}A \quad (1)$$

где $A=(a_1...a_N)^T$ — вектор-столбец медленно меняющихся амплитуд в каждой из N сердцевины, z — координата вдоль волокна, а \hat{C} — матрица из коэффициентов связи и постоянных распространения сердцевины [3]. Собственные значения этой матрицы являются

постоянными распространения N супермод, а собственные вектора являются профилями супермод.

На основании данных измерения интенсивности в каждой из сердцевин ($I_1(z_j) \dots I_N(z_j)$) на нескольких различных длинах распространения z_j и известных начальных условий, матрица может быть восстановлена с помощью решения задачи оптимизации. Разность между рассчитанными (используя уравнение (1)) интенсивностями и измеренными может быть представлена в виде

$$\Delta = \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \left| I_i(z_j) - |a_i(z_j)|^2 \right|^2 \quad (2)$$

где M — число различных точек вдоль волокна, в которых измерялась интенсивность. Эту разность нужно минимизировать, что можно сделать различными известными алгоритмами.

Чтобы показать применимость этого метода, мы проверили его на семисердцевинном оптоволокне с внутренней структурой, показанной на Рис. 1.

Лазерное излучение было последовательно запущено в каждую из сердцевин, выходная интенсивность в каждой сердцевине была измерена для нескольких длин оптоволокон, последовательно срезая его. Начальное приближение для матрицы было вычислено на основании структуры оптоволокон. Затем использовалась модификация стохастического метода спуска [4] для поиска матрицы, наиболее точно приближающей измеренные зависимости для интенсивностей. За несколько итераций удалось существенно снизить разницу (2) между измеренными и рассчитанными интенсивностями по сравнению с начальным (т. е. рассчитанным по профилю показателя преломления) приближением, см. Рис. 1.

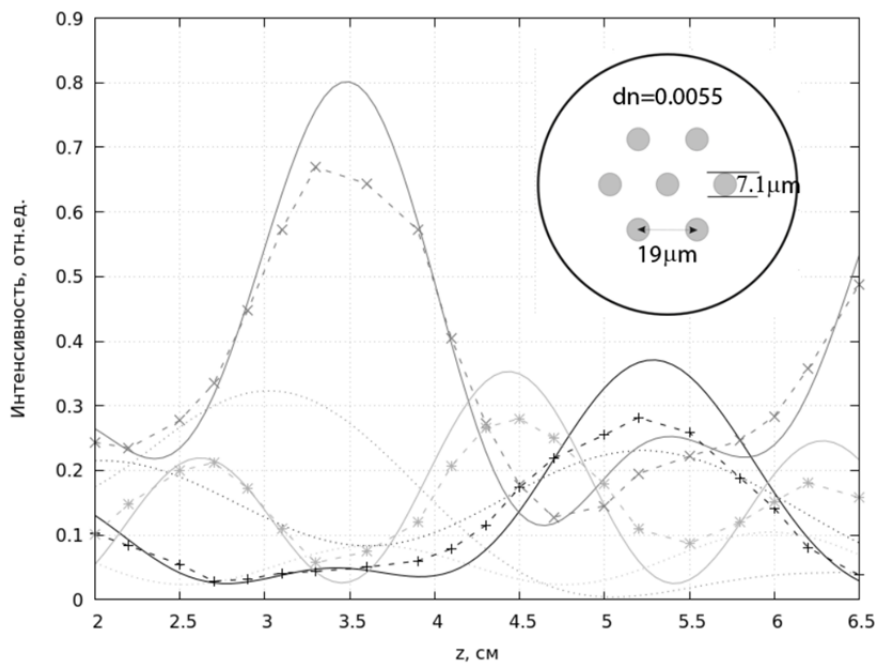


Рис. 1. Интенсивность в нескольких сердцевинах оптоволокон, измеренная в эксперименте (пунктир с точками), рассчитанная нашим алгоритмом (сплошная линия) и рассчитанная на основании профиля показателя преломления (пунктир)

Кроме того, можно видеть, что общая структура восстановленных супермод близка к структуре супермод, рассчитанных по профилю показателя преломления (Рис. 2). Относительная разница постоянных распространения, полученных нашим алгоритмом, и рассчитанных на основании показателя преломления, составляет 10^{-5} . Однако это позволило добиться гораздо лучшего совпадения измеренных и рассчитанных интенсивностей вдоль оптоволокон. Поскольку полученная матрица определяет все волноводные свойства оптоволокон, то могут быть получены парциальные постоянные распространения каждой из сердцевин. Таким образом, наш алгоритм позволяет с высокой точностью вычислять малые поправки к постоянным распространения, возникающие из-за неидеальности производственных технологий.

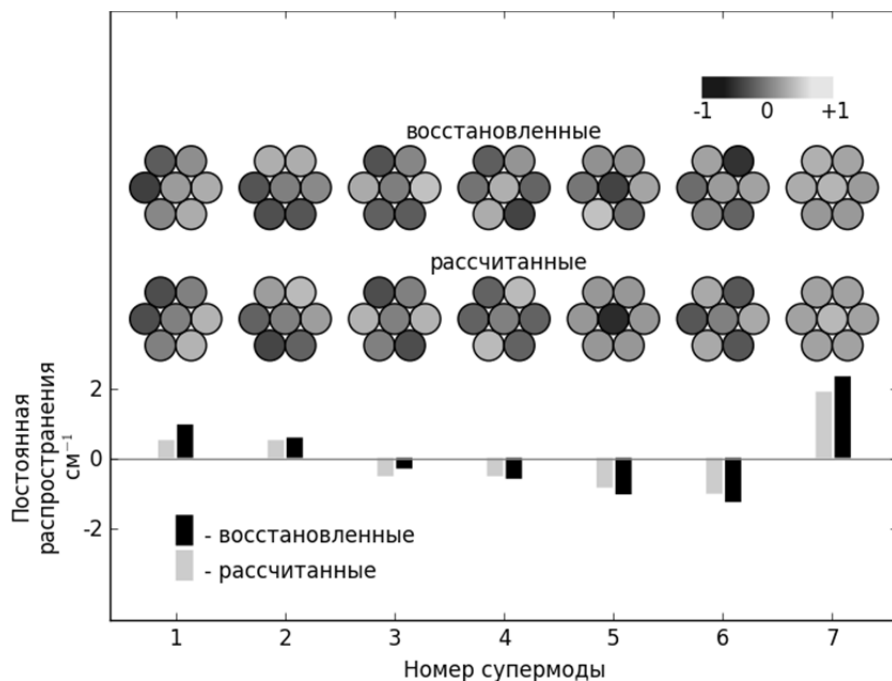


Рис. 2. Профили супермод и постоянные распространения (относительно постоянной распространения одной сердцевинки), восстановленные нашим алгоритмом и рассчитанные по профилю показателя преломления

Итак, мы предложили новый метод восстановления профилей и постоянных распространения супермод в многосердцевинном оптоволокне с сильными связями между сердцевинами, используя только данные измерения интенсивности. Метод был успешно применен к семисердцевинному оптоволокну, были получены профили и постоянные распространения супермод с высокой точностью.

1. K. Saitoh, M. Shoichiro, *Journal of Lightwave Technology*, **34**, №1, 55-66, (2016).
2. L.P. Ramirez, M. Hanna, G. Bouwmans, H. El Hamzaoui, M. Bouazaoui, D. Labat, K. Delplace, J. Pouysegur, F. Guichard, P. Rigaud, V. Kermène, *Optics Express*, **23**, №5, 5406-5416, (2015).
3. F.Y. Chan, A.P.T. Lau, H.Y. Tam, *Optics Express*, **20**, №4, 4548-4563, (2012).
4. S. Russell, P. Norvig, *Artificial Intelligence: A Modern Approach (3rd ed.)*, (2010).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

Мунько А.С., Архипов С.В., Варжель С.В., Плотников М.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Основной областью применения волоконных брэгговских решеток является использование их в различных измерительных системах, контролирующих температуру и механические напряжения. Тензометрические измерения в средах с различными температурными значениями влечет за собой ошибки в результирующем сигнале, не связанные с деформацией решетки, ввиду чувствительности решеток Брэгга к температурным изменениям. Представленный в данной работе метод разделения влияния температуры и деформации на сдвиг брэгговской длины волны в той или иной степени решают эту проблему, исключая ошибки в результирующем сигнале.

На сегодняшний день волоконно-оптические датчики (ВОД) широко используются в качестве составных компонентов проверки конструкций из композитных материалов, из-за их удобства встраивания без возникновения механических дефектов в структурах. Среди различных ВОД, в частности, датчики на волоконных брэгговских решетках (ВБР) позволяют измерять многие физические параметры, такие как: давление, температура, деформация [1, 2]. Тем не менее, решетки Брэгга в составе чувствительного элемента ВОД восприимчивы к температурным изменениям окружающей среды, следовательно, в результирующем сигнале возникают флуктуации, не связанные с деформацией ВБР. Использование конструкции тензодатчика с термокомпенсацией позволяет реализовать оптоволоконные сенсорные системы для измерения механических и тепловых воздействий без ошибок в результирующем сигнале, возникающих из-за одновременного изменения физических величин [3].

В работе представлен прототип тензометра на двух волоконных решетках Брэгга, который сконструирован с возможностью приклеивания, приварки, а также болтового соединения к конструкциям и ее элементам. Такой датчик является волоконно-оптическим исполнением обычных тензорезисторов, но в отличие от последних полностью электрически пассивен. Использование технологии с решетками Брэгга обеспечивает долгосрочную стабильность работы датчика и устраняет необходимость повторной калибровки в течение долго периода времени.

Одним из важных шагов, направленных на разработку ВОД деформации и температуры, является точная калибровка датчика, для определения воздействующих параметров при подключении к различным объектам. В работе использован метод калибровки тензометрических датчиков с помощью балки равного сопротивления изгибу, у которой при заданной нагрузке наибольшие нормальные напряжения во всех сечениях одинаковы [4–6]. Также в работе создана модель, позволяющая рассчитать деформации и механические напряжения, возникающие в датчике и стенде. В результате моделирования построен график зависимости величины деформации от прикладываемой нагрузки. Полученные данные моделирования были положены в основу создания действующего макета оптико-механической модели.

1. Y. Shizhuo, P.B. Ruffin, T.S. Francis, *CRC Press. Second Edition. Optical Science and Engineering*, ISBN 978-1-4200-5365-4, (2008).

2. O. Frazão, L.A. Ferreira, F.M. Araújo, J.L. Santos, *Fiber and Integrated Optics*, **24**, 227–244, (2005).

3. А.С. Мунько, С.В. Варжель, С.В. Архипов, К.А. Коннов, А.Б. Петров, *Изв. вузов. Приборостроение*, **60**, № 4, 340–346, (2017).

4. S. Zhang, Y. Liu, *Applied Mechanics and Materials*, **668-669**, 920–923, (2014).

5. Q. Cai, Y. Liu, Z. He, Z. Chen, C. Huang, J. Lou, W. Tian, *Society of Photo-optical Instrumentation Engineers. Proc. of SPIE*, **8418**, 84181M, (2012).

6. L. Ren, J. Chen, H.-N. Li, G. Song, X. Ji, *Smart Mater. Struct.*, **18**, № 035015, 7, (2009).

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНТЕЗА МОЛЕКУЛЯРНЫХ НЕЛИНЕЙНО – ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ DAST СУБМИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ

Струсеви́ч А.В., Зули́на Н.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследованы два способа получения композиционного материала с молекулярными кристаллами DAST. Исследованы оптические свойства полученных композитов, подтверждающие наличие нелинейно – оптической кристаллической модификации DAST в составе композита.

Такой органический кристалл, как DAST (trans-4'-(dimethylamino)-N-methyl-4-stilbazolium tosylate) представляет особый интерес в исследованиях в области нелинейной оптики благодаря высокому электрооптическому коэффициенту и низкой диэлектрической проницаемости. Одним из наиболее применяемых методов выращивания монокристаллов DAST является синтез из пересыщенного раствора DAST в метаноле при медленном снижении температуры. Однако полученные кристаллы, несмотря на относительно правильную геометрию, обладают рядом дефектов, в том числе и слоистой структурой, которая приводит к значительным искажениям нелинейно – оптических свойств[1]. Кроме того, создание монокристаллов макро – размеров, которые будут обладать однородностью физических и оптических свойств по всему объёму, является непростой задачей. Поэтому исследования композиционных материалов, включающих в себя кристаллы нано- и субмикронных размеров и сочетающие в себе свойства как органических кристаллов, так и полимерных сред, являются весьма перспективными.

В данной работе были исследованы два способа получения композиционного материала на основе молекулярных кристаллов DAST субмикронных размеров. Первый способ заключается в создании композита химическим методом путем смешения полимера, растворителей и порошка DAST в единый раствор с дальнейшим получением из раствора тонких пленок на стеклянной подложке и последующей их термообработкой. В ходе исследований в данном направлении были использованы следующие химические реактивы: PMMA – полиметилметакрилат, полимер; хлороформ и метанол – растворители; порошок DAST. Для перемешивания растворов использовалась ультразвуковая ванна Ultrasonic Cleaner. Пленки изготавливались из раствора при помощи центрифуги Chemat Technology spin – coater KW – 4A. Материал подложки: предметное стекло Apex Lab, Адгезив – Поли – L – лизин, толщина 1 мм. Полученные после термообработки плёночные образцы исследовались при помощи оптического микроскопа OLYMPUS STM6 и УФ-спектрофотометра Shimadzu UV-1800. регистрация второй гармоники осуществлялась с помощью импульсного Nd:YAG – лазера с длиной волны 1064 нм и фотодетектора. Методика эксперимента[2] представлена на Рис. 1.

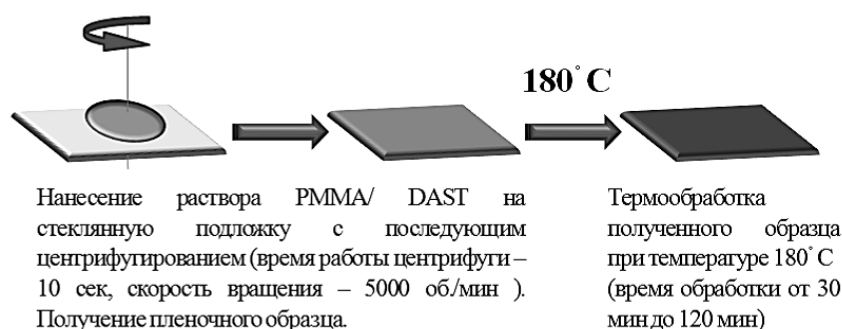


Рис. 1. Методика эксперимента

В результате экспериментов из химических растворов с массовыми долями DAST 2%, 3% и 4% были получены плёночные образцы. Наличие кристаллической формы DAST подтверждается результатами микроскопического исследования (Рис. 2.) и полученными УФ – спектрами (Рис. 3), в которых наблюдается пик поглощения соответствующий пику поглощения красной модификации DAST отличающейся своими нелинейно – оптическими свойствами[3], причем с увеличением времени термообработки пик поглощения растёт.

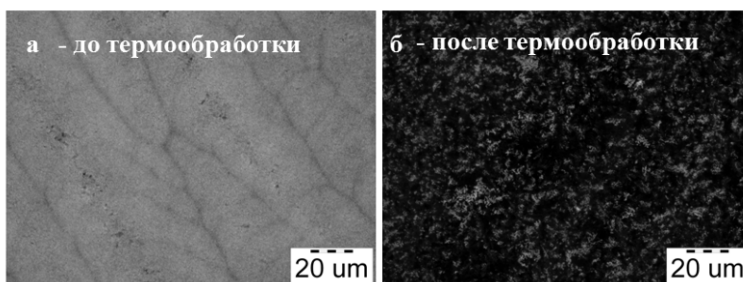


Рис. 2. Пленочные образцы, полученные из раствора PMMA/DAST (вес. % DAST - 3 %): а – до термообработки, б – после термообработки (в течение 120 минут при температуре 180 °С)

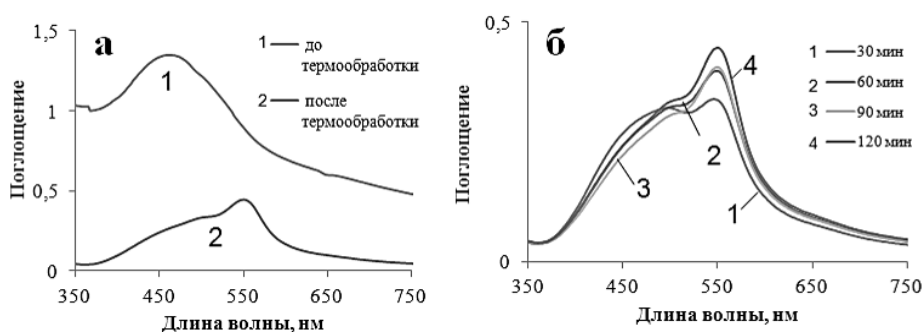


Рис. 3. УФ – спектры пленочных образцов, полученных из раствора PMMA/DAST (вес. % DAST - 3 %): а – до термообработки и после, б – с разным временем термообработки при температуре 180 °С

Измерение интенсивности сигнала второй гармоники происходило по схеме, представленной на Рис. 4. Коллимированный пучок диаметром 1,5 мм излучения твердотельного Nd:YAG лазера (1064 нм, 10 Гц, 10 нс) был направлен на исследуемый образец. Визуализированные сигналы второй гармоники, полученный в ходе измерения для образцов с различным временем термообработки, представлены на Рис. 5. Видно, что при большем времени термообработки интенсивность излучения генерируемой второй гармоники выше.

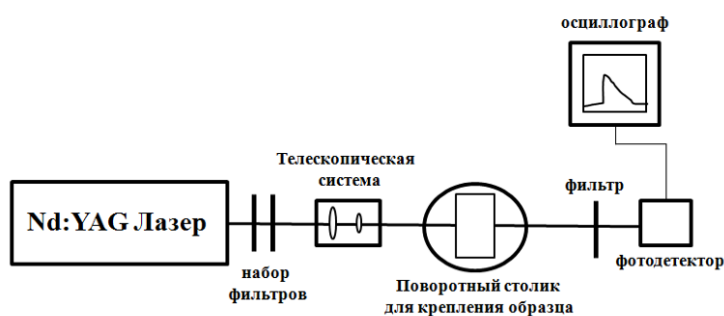


Рис. 4. Схема установки для измерения сигнала второй гармоники

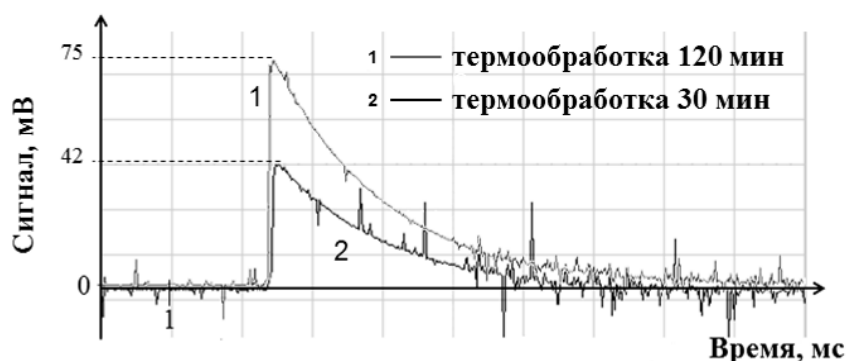


Рис. 5. Изменение сигнала во времени. Пленочные образцы, полученные из раствора PMMA/DAST (вес. % DAST - 3 %)

Второй способ синтеза композиционных материалов на основе DAST заключался в одновременном синтезе и инкорпорировании его нано- и субмикронных частиц в полимер с помощью метода лазерной абляции, проводимой в жидком мономере. В работе был использован жидкий мономер изодецилакрилат (IDA, Isodecylacrylate, Aldrich, number # 408956). В качестве лазерного источника для облучения сокристалла DAST использовался Nd:YAG лазер на длине волны 355 нм. Частота повторения импульсов лазера составляла 10 Гц, энергия в импульсе 35 мДж, длительность импульса 10 нс. В результате проведения лазерной абляции был сформирован стабильный коллоидный раствор, на основе которого подготовлены твердые полимерные образцы. На Рис. 6 приведен спектр оптического поглощения полученного коллоида. Максимум на длине волны 430-450 нм характерен для аморфной формы данного материала. Изображения продуктов лазерной абляции получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Carl Zeiss Merlin и приведены на Рис. 7, видно, что они представляют собой наноразмерные частицы и образуют агломераты.

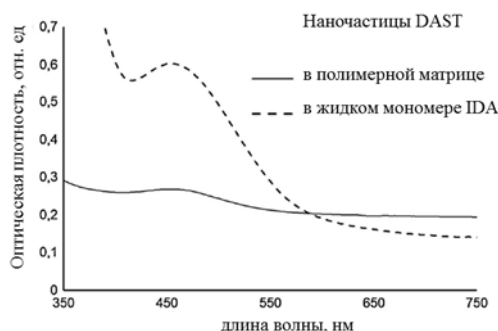


Рис. 6. Спектр оптического поглощения коллоидного раствора DAST

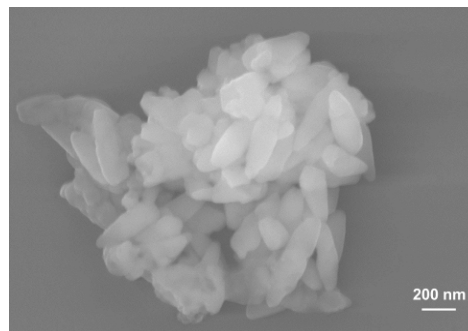


Рис. 7. СЭМ изображение продуктов лазерной абляции DAST в жидком мономере изодецилакрилате IDA

Таким образом, показано, что существуют предпосылки к созданию композиционных материалов с молекулярными кристаллами DAST, которые могут обладать нелинейно – оптическими (НЛО) свойствами, как монокристаллы, и могут стать альтернативными фотонным кристаллам материалами, которые можно будет использовать в лазерной технике, оптоэлектронике и фотонике.

1. Lifeng Cao, Bing Teng, Ke Feng, Degao Zhong, Lun Hao, Qing Sun, *Journal of Crystal Growth*, **412**, 20–24, (2015).
2. Burunkova J., Denisyuk I.Y., Fokina M.I., *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, **589**, 178-182, (2014).
3. Achintya K. Bhowmik, Jianjun Xu, Mrinal Thakur, *Applied Physics Letters*, **75**, 3291 - 3293, (1999).

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОЧАСТИЦЫ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Горбачев А.А., Григорьев Л.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе смоделированы и изучены оптические свойства композитных наноструктур на основе ЦТСЛ (цирконий-титан-свинец легированный лантаном) с включением ионов редкоземельных элементов.

Оптические свойства композитных наноструктур на основе наночастиц привлекают внимание многих исследователей и находят широкое применение в различных областях науки и техники [1,2]. Свойства материала могут существенно меняться, в случае изменения размера частиц, входящих в его структуру или же толщины пленки, которую представляет из себя материал ниже некоторого критического значения. В таких случаях может наблюдаться зависимость диэлектрической проницаемости вещества от размера составляющих его гранул. Подобное явление называют размерным эффектом [3].

Гетерогенные среды обычно моделируются макроскопически с использованием эффективных диэлектрических функций, основанных на общих представлениях о микроскопической конфигурации материала. Существует несколько математических выражений для моделирования различных вариантов гетерогенных систем, наиболее распространенными являются: формула Лоренц-Лоренца, используемая для матричной смеси, хаотичной на микроскопическом уровне, формула Максвелла-Гарнетта для двух отдельных фаз и относительная теория Бруггемана для модели эффективной среды. Наряду с представленными выше теориями, нахождение комплексной диэлектрической проницаемости гетерогенной среды может быть вычислено по формулам, представленным в [4].

Важно отметить границы применимости тех или иных формул к расчетам комплексной диэлектрической проницаемости исследуемой системы, так как в ряде случаев именно эта ошибка приводит к расхождению данных эксперимента с теоретическими расчетами. Достаточно часто рассматривается задача нахождения значения комплексной диэлектрической проницаемости по свойствам компонентов гетерогенной системы с учетом их расположения и формы, нежели противоположная задача нахождения структуры среды, объемного содержания компонентов и ее параметров по экспериментальным данным.

Как упоминалось ранее, оптические свойства тонких пленок, а именно они являются предметом исследования, могут быть изменены путем введения наночастиц различной формы, размера и пространственного распределения. Комплексный показатель преломления ($m = n - ik$) нанокompозитных тонких пленок с различной морфологией могут быть определены для падающей электромагнитной волны путем численного решения уравнений Максвелла. Здесь n -показатель преломления и k -показатель поглощения. Поляризация падающей электромагнитной волны описывает направление электрического поля по отношению к плоскости падения, определенной с помощью вектора Пойнтинга и вектором нормали к поверхности, на которую он падает. В поперечном электрическом поле (TE) плоских волн, электрическое поле перпендикулярно плоскости падения, в то время как оно находится в плоскости поперечных магнитных (TM) плоских волн. Любая произвольная плоская волна может быть описана как некоторая комбинация TE и TM волн. Для плотной однородной пленки, вектор нормали к поверхности и вектора Пойнтинга коллинеарны таким образом, что плоскость падения и, следовательно, поляризации не может быть определена. Для гетерогенной пленки вектор нормали уже не коллинеарен вектору Пойнтинга, что позволяет определить поляризацию, которая вызывает изменения в пропускании и отражении. Численные результаты можно сравнить с предсказаниями из широко используемых приближений эффективной среды (EMAS).

Экспериментальные данные для эффективной диэлектрической проницаемости и показателя преломления нанокompозитных сред, описанных в литературе для различных материалов с различной морфологией, пористостью и размерами частиц показывают, что не

существует наилучшей модели эффективной среды для универсального описания свойств гетерогенных систем даже в узком диапазоне спектра. Но, несмотря на это, существуют работы, доказывающие правомерность применения моделирования с использованием различных моделей эффективной среды для нахождения эффективного показателя преломления, при этом минимизируется среднеквадратичное отклонение результата с экспериментальными значениями [5]. Существует несколько моделей эффективных сред для описания гетерогенных систем, которые рассматривают среду, как однородную с некоторыми эффективными значениями ее свойств.

В данной работе были смоделированы оптические характеристики тонких пленок, изготовленных из порошка ЦТСЛ с включением частиц редкоземельных элементов на основе полимерной матрицы, которые могут использоваться при конструировании площадок фотоприемных устройств, в частности, для терагерцового диапазона частот. Было показано, что равномерное поглощение данными образцами в терагерцовом диапазоне может быть использовано для создания площадок приемных устройств и эффективной регистрации отклика падающего излучения терагерцового диапазона при комнатной температуре. Равномерная чувствительность в исследованном диапазоне частот говорит о возможности создания неселективного приемника терагерцового излучения в данной области спектра с использованием исследованных гетерокомпозиционных материалов. ЦТСЛ является наиболее исследованным материалом в ТГц диапазоне, а его структура позволяет ожидать поглощение в ТГц частотной области спектра, что также является важным с точки зрения исследования его пирозлектрических и сегнетоэлектрических свойств. Предполагаемая наибольшая чувствительность для композита с ЦТСЛ наблюдается в области температур 30-60 °С. На его базе может быть изготовлен как пирозлектрический приемник, так и сегнетоэлектрический болометр, имеющий высокое значение пирозлектрического отклика на падающее излучение терагерцового диапазона.

1. Nuzhnyy D. et al. THz and IR dielectric response of BaTiO₃ core-shell composites: evidence for interdiffusion //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2009. – Т. 42. – №. 15. – С. 155408.

2. Petzelt J. Infrared and THz spectroscopy of nanostructured dielectrics //Processing and Application of Ceramics. – 2009. – Т. 3. – №. 3. – С. 145-155.

3. Zhao Z. et al. Grain-size effects on the ferroelectric behavior of dense nanocrystalline BaTiO₃ ceramics //Physical Review B. – 2004. – Т. 70. – №. 2. – С. 024107.

4. Вениг С.Б. Многопараметровая диагностика микро- и наноструктур - С.Б. Вениг, Д.И. Биленко, В.В. Галушка и др. - Хроники объединенного фонда электронных ресурсов "наука и образование". - 2012. - № 5. - С.41

5. Garahan, Anna; Pilon, Laurent; Yin, Juan; & Saxena, Indu. (2007). Effective Optical Properties of Absorbing Nanoporous and Nanocomposite Thin-Films. Journal of Applied Physics, 101, 014320.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СИЛИКАТНЫХ ГРАНАТОВ $\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЕВРОПИЯ

Вилейшикова Е.В., Лойко П.А.*, Волокитина А.А.*,

Асеев В.А.*, Хайдуков Н.М.***, Юмашев К.В.

Белорусский национальный технический университет,

Минск, Республика Беларусь

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

**ИОНХ РАН, Москва, Россия

Исследованы структурные и спектрально-люминесцентные свойства концентрационной серии новых люминофоров со структурой граната $\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$, активированных ионами Eu^{3+} , обеспечивающих интенсивную видимую люминесценцию с квантовым выходом $\eta = 83\%$.

Оксидные кристаллические материалы со структурой граната характеризуются стабильными параметрами кристаллической решетки, высокой теплопроводностью и механической прочностью, чем проявляют себя как перспективные оптические матрицы для активации редкоземельными ионами, обеспечивающими видимое свечение люминофора ($\text{RE}^{3+} = \text{Ce}^{3+}, \text{Tb}^{3+}, \text{Eu}^{3+}$ и др.). В работе представлены результаты исследования структурных и спектрально-люминесцентных свойств концентрационной серии новых силикатных гранатов $\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$, активированных ионами Eu^{3+} (5 – 50 ат. %).

Экспериментальные образцы были синтезированы в гидротермальных условиях. Смеси оксидов, соответствующие стехиометрии синтезируемого граната, подвергались гидротермальной обработке в водном растворе NaOH с концентрацией 0.1 мол % при температуре $\sim 450^\circ\text{C}$ в течение 100 ч. Промытые прекурсоры просушивались в течение 4 ч в воздушной атмосфере при температуре $\sim 800^\circ\text{C}$. После этого порошки прессовались в таблетки ($P = 150 - 200$ МПа) диаметром 10 мм и толщиной 1 – 3 мм и подвергались отжигу при температуре $T = 1000 - 1300^\circ\text{C}$ в течение 10 ч.

Морфология образцов, исследованная на основе анализа изображений, полученных на сканирующем электронном микроскопе (SEM), Рис. 1, характерна для материалов, синтезированных в гидротермальных условиях. Поскольку кристаллы $\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$ характеризуются существенными значениями температуры начала плавления, высокотемпературный отжиг не приводит к спеканию кристаллитов. Анализ SEM изображений показал, что средний размер кристаллитов $\text{Eu}:\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$ составляет $\sim 1.1 - 1.2$ мкм, Рис. 2.

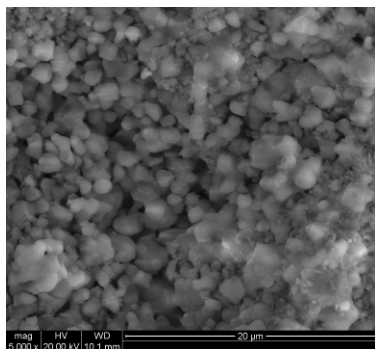


Рис. 1. SEM изображение образца 50 ат.% $\text{Eu}:\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$

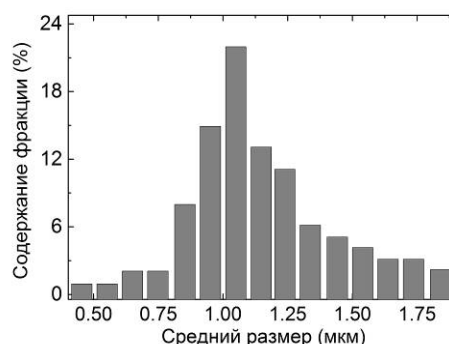


Рис. 2. Распределение частиц люминофора 50 ат.% $\text{Eu}:\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$ по их размеру

Структура кристалла граната очень компактна: в кристаллической ячейке размером $10.0 - 12.5 \text{ \AA}$ распределяется 160 ионных позиций, где полиэдры катионов связаны между собой общими ионами кислорода O^{2-} . Изменение в структуре, вызванное искажением кислородного окружения какого-либо иона, приводит к искажению и остальных полиэдров. В общей структурной формуле $\text{A}_3\text{B}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$ А, В – катионные позиции, которые могут быть замещены двух-, трех- и четырехвалентными катионами.

Поскольку характер распределения ионов O^{2-} зависит от ионных радиусов ионов в позициях А и В, спектрально-люминесцентные свойства ионов-активаторов могут существенно изменяться в гранатах с различным заполнением данных ионных позиций. Позиция А в $Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$ имеет окружение симметрии D_2 и замещается двух- и трехзарядными ионами Ca^{2+} (~ 67 %) и RE^{3+} (~ 33 %), позиция В замещается ионами Sc^{3+} . Тетраэдрические позиции формируют полиэдры $Si^{4+}O_4$, в которых часть ионов Si^{4+} замещена трехвалентными ионами Ga^{3+} (~ 33%).

Уточнение структурных параметров кристаллической ячейки исследуемых образцов методом Ритвельда проводилось в предположении вышеописанного ионного распределения по катионным позициям в структуре граната. Для 5 %, 10 %, 25 % и 50 % $Eu:Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$ параметр кубической ячейки $a = 12.333, 12.331, 12.339, 12.348 \text{ \AA}$, соответственно. Между расчетными и экспериментальными рентгенограммами наблюдается незначительное несоответствие, Рис. 3, которое проявляется в появлении дополнительных слабых пиков рассеяния вблизи интенсивного рефлекса (420), которые могут быть отнесены к побочной неконтролируемой фазе со структурой гидрограната.

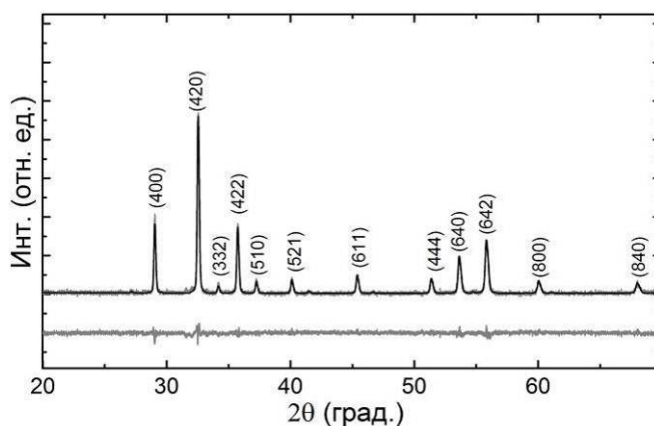


Рис. 3. Результат уточнения структуры 25 ат.% $Eu:Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$ методом Ритвельда

При возбуждении излучением на длине волны 365 нм во всех образцах наблюдается интенсивная люминесценция в видимой области спектра. На Рис. 4 приведен спектр люминесценции образца 25 ат. % $Eu:Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$. Люминесценция ионов Eu^{3+} проявляется в виде узких перекрывающихся пиков, составляющих штарковскую структуру полос, соответствующих переходам $^5D_0 \rightarrow ^7F_0$ (580 нм), $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$ (588 и 595 нм), $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ (609 и 627 нм), $^5D_0 \rightarrow ^7F_3$ (649 и 655 нм), $^5D_0 \rightarrow ^7F_4$ (694, 700 и 707 нм) и $^5D_0 \rightarrow ^7F_6$ (823 и 827 нм). Узкие слабые полосы люминесценции, наблюдаемые в области 900 нм относятся к переходам иона Eu^{3+} из его возбужденных состояний 5L_6 , 5G_1 и 5D_4 в состояние 5D_0 . Полоса относящаяся к электрическому дипольному (ED) переходу $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$, гиперчувствительному к локальному окружению Eu^{3+} , превосходит по интегральной интенсивности полосы, приписанные остальным переходам, что свидетельствует о нарушении симметрии окружения иона Eu^{3+} в кубической структуре граната. Параметр асимметрии люминесценции R , равный отношению интегральных интенсивностей полосы ED перехода и полосы нечувствительного к окружению магнитного дипольного перехода (MD) $^5D_0 \rightarrow ^7F_1$ для исследуемых образцов составляет $R = 1.46$.

В синей области видимого спектра (390 – 520 нм) расположена широкая полоса люминесценции, принадлежащая переходам двухвалентного иона европия $Eu^{2+} 4f^7 \rightarrow 4f^6 5d^1$. Ее интенсивность по отношению к люминесценции ионов Eu^{3+} несколько уменьшается с увеличением концентрации ионов-активаторов. Появление ионов Eu^{2+} в $Eu:Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$ вероятно связано с формированием дефектов (катионных и кислородных позиций) в структуре граната, в результате чего Eu^{3+} может частично восстанавливаться до двухвалентного состояния. Проявление Eu^{2+} смещает центр тяжести видимой люминесценции в синюю область спектра и может объяснять усиление в спектрах полос, относящихся к переходам 5L_6 , 5G_1 и $^5D_4 \rightarrow ^5D_0$ за счет конфигурационных взаимодействий [1]. Согласно системе CIE 1931 (*Commission internationale de l'éclairage*), наблюдаемая люминесценция для образца 25 ат. % $Eu:Ca_2YSc_2GaSi_2O_{12}$ соответствует синей части диаграммы цветности, Рис. 5, с цветовыми координатами ($x = 0.116, y = 0.144$), доминантной длиной волны $\lambda = 478 \text{ нм}$ и параметром чистоты цвета $p = 88 \%$.

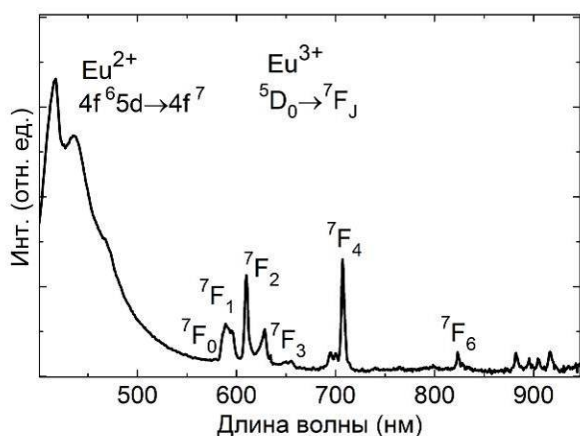


Рис. 4. Спектр люминесценции ($\lambda_{\text{возб}} = 365 \text{ нм}$) образца 25 ат. % $\text{Eu}:\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$

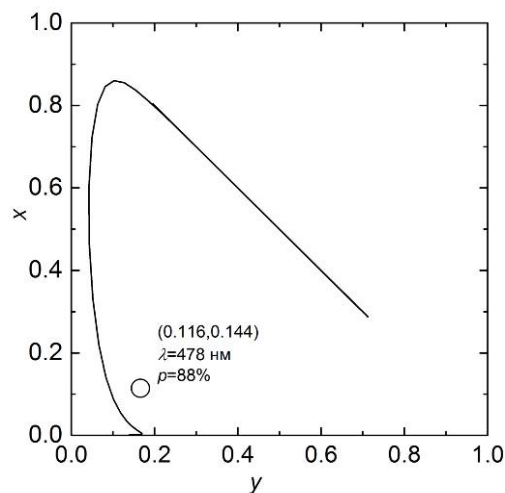


Рис. 5. Цветовые характеристики (CIE 1931) люминесценции 25 ат. % $\text{Eu}:\text{Ca}_2\text{YSc}_2\text{GaSi}_2\text{O}_{12}$

Для описания радиационных свойств ионов Eu^{3+} применен традиционный метод Джадда-Офельта (J-O), в котором сила линии для перехода рассматривается как линейная комбинация квадратов матричных элементов $U^{(k)}$ [2,3]:

$$S_{JJ'} = \sum_{k=2,4,6} \Omega_k U_{JJ'}^{(k)} \quad (1)$$

где Ω_k ($k = 2, 4, 6$) – т.н. параметры J-O, применяемые для описания вероятностей переходов RE. Пользуясь известным [4] значением вероятности для MD перехода $A_{\text{MD}} = A_{\text{MD}(\text{vac})} n^3$ ($A_{\text{MD}(\text{vac})} = 14.5 \text{ с}^{-1}$) и определенными экспериментально значениями коэффициентов ветвления люминесценции $B_{0-J} = I_{0-J} / \sum I_{0-J}$ для совокупности переходов ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_J$ ($B_{0-1} = 26.9\%$, $B_{0-2} = 39.3\%$, $B_{0-4} = 31.7\%$, $B_{0-6} = 2.1\%$), были оценены вероятности остальных переходов A_{0-J} (87.4, 127.9, 102.8, 6.8 с^{-1}). Определенные из (1) параметры J-O принимают значения $\Omega_2 = 2.212$, $\Omega_4 = 2.888$ и $\Omega_6 = 2.259 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. Радиационное время жизни состояния ${}^5\text{D}_0$ составило $\tau_{\text{rad}} = 3.1 \text{ мс}$, что близко к измеренному экспериментально по кинетике затухания люминесценции ($\tau_{\text{exp}} = 2.5 \text{ мс}$) и соответствует квантовому выходу люминесценции $\sim 83\%$.

Исследованные материалы обладают перспективами для разработки на их основе люминофоров красной и синей области спектра, поскольку обеспечивают интенсивное свечение, возбуждаемое с высокой квантовой эффективностью.

1. K. Binnemans, *Coordination Chemistry Reviews*, **295**, 1-45, (2015).
2. B.R. Judd, *Physical Review*, **127**, 750, (1962).
3. G.S. Ofelt, *The Journal of Chemical Physics*, **37**, 511-520, (1962).
4. C.M. Dodson, R. Zia, *Physical Review B*, **86**, 125102-1-10 (2012).

СТРУКТУРНАЯ МОДИФИКАЦИЯ ОБЪЁМНЫХ ОБРАЗЦОВ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЁКОЛ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ромашкин А.В.*, Мурзанев А.А.*, Киселев А.М. *, Корытин А.И.*, Степанов А.Н.*,**

* Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук, Нижний Новгород, Россия

** Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, Нижний Новгород, Россия

В данной работе был исследован порог модификации объёмных образцов халькогенидных стёкол фемтосекундным лазерным излучением. Была проведена оценка изменения показателя преломления после модификации.

Впервые возможность применения слоев халькогенидов и систем халькогенид-металл в качестве регистрирующих сред была показана в середине шестидесятых годов прошлого столетия. Чрезвычайно высокая разрешающая способность таких слоев является характерной при записи информации с их использованием. Композиции на основе халькогенидных стекол и систем халькогенид-металл чувствительны в широком диапазоне (УФ, видимая область, ближняя инфракрасная, потоки электронов и ионов, синхротронное излучение) частот. Важным свойством также является возможность получения поверхностных рельефов (как с химической обработкой после записи, так и без обработки непосредственно в процессе экспонирования).

В данной работе была разработана и создана экспериментальная установка по фемтосекундной лазерной микромодификации халькогенидных стекол на основе фемтосекундного генератора лазерных импульсов (длительность импульсов 50 фс, длина волны излучения 800 нм, частота повторения импульсов 78 МГц, средняя мощность лазерного излучения до 100 мВт). В экспериментах показано, что с помощью фемтосекундной лазерной модификации в объёмных образцах халькогенидных стекол систем As-S, As-Se возможно формирование локализованных в пространстве структур с измененным показателем преломления с довольно малыми характерными размерами в несколько микрон.

Были измерены пороги модификации халькогенидных стекол фемтосекундным лазерным излучением. Измерения проводились следующим образом. Лазерное излучение фокусировалось в образец на глубину $\sim 30-300$ мкм с помощью короткофокусной линзы. Образец помещался на механизированную подвижку и перемещался параллельно поверхности вдоль прямой линии на расстояние порядка 0.5 мм. В следующей серии изменялись средняя мощность лазерного излучения и скорость движения образца, и он подвергался модификации в новом месте. Таким образом, была получена двумерная карта с областями облучения халькогенидного стекла. Контроль осуществлялся с помощью оптического микроскопа Leica DMLS. В образце были видны линии с модифицированным коэффициентом преломления. Выяснилось, что оптически наблюдаемый порог модификации по средней мощности фемтосекундного лазерного излучения (энергии в лазерном импульсе) зависит от скорости перемещения образца. Так, минимальная энергия в лазерном импульсе при которой наблюдалась модификация вещества образца составила 0,25 нДж при скорости движения 60 мкм/с и 0,36 нДж при скорости 250 мкм/с соответственно.

В рамках исследования механизмов, объясняющих модификацию вещества образцов, приводящую к изменению оптических свойств материала, в частности, к изменению показателя преломления, была развита модель модификации, основанная на предположении, что модификация халькогенидного стекла происходит за счет нагрева вещества из-за поглощения лазерного излучения до температуры, превышающей температуру плавления (размягчения). Основной причиной поглощения фемтосекундного лазерного излучения в халькогенидном стекле является нелинейное двухфотонное поглощение. Была построена модель нагрева стекла, основанная на решении уравнения теплопроводности с источником нагрева за счет двухфотонного поглощения во время лазерного импульса. Между отдельными лазерными

импульсами идет остывание, но до уровня температур несколько более высокого, чем перед предыдущим импульсом. В результате происходит накопление тепла, приводящее к росту температуры от импульса к импульсу. Построена аналитическая модель нагрева последовательностью лазерных импульсов, которая свидетельствует о том, что, действительно, с учетом реалистических величин коэффициента двухфотонного поглощения и коэффициента теплопроводности, определяющего остывание материала образца между импульсами, происходит быстрый нагрев образца до температур, превышающих температуру плавления.

Измерение изменения коэффициента преломления халькогенидных стекол в области модификации было осуществлено интерферометрическим методом. Обработка интерферограмм, полученных с помощью интерферометра Майкельсона, осуществлялась в программном пакете IDEA. Полученная пространственная картина распределения фазы в области модификации позволяет судить о величине изменения показателя преломления.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №15-19-00147).

1. O.M. Efimov, L.B. Glebov, K.A. Richardson, E. Van Stryland, T. Cardinal, S.H. Park, M. Couzi, J.L. Brun el, *Opt. Mater.* **17**, 379-386, (2001).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАЗМОННЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ МАГНИТНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ

Одинокое С.Б., Барышев С.А., Кузнецов А.С.
МГТУ им. Баумана, Москва, Россия

Перемагничивание граната с начальной намагниченностью магнитным носителем информации приводит к изменению плоскости поляризации прошедшего через структуру света. Пропуская такой свет через анализатор можно визуализировать скрытые носители информации.

Развитие экспериментальной и прикладной физики связано с увеличивающимся потенциалом технологии роста искусственных материалов. Новые технологии позволяют изготовление периодических структур с характеристическими размерами менее длин электромагнитных волн. Исследования структур такого класса дало начало теории плазмонных магнитооптических материалов. В последнее время, всё больший интерес к себе притягивает исследования резонансного усиления коэффициента пропускания и эффекта Фарадея в магнитооптических плазмонных наноструктурах[1-3].

В данной работе рассматривается возможность использования таких структур для создания оптической головки с целью визуализации магнитных носителей информации. Модель головки показана на Рис. 1 [4] [5] .

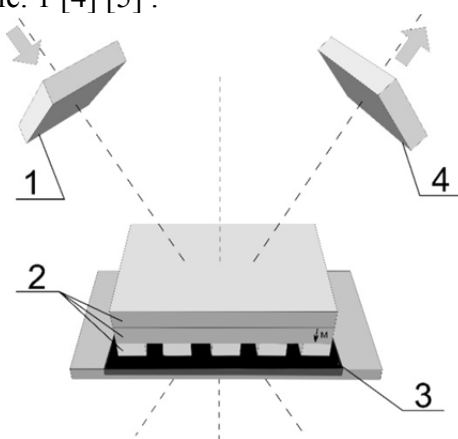


Рис. 1. Схема оптической сканирующей головки. 1 - поляризатор, 2 - магнитооптическая структура, 3 - слой магнитного носителя информации, 4 - анализатор

Свет от источника излучения проходит через поляризатором становясь Р-поляризованным. Такая поляризация требуется для возбуждения плазмонного резонанса. Далее претерпевает вращение плоскости поляризации в магнитооптическом веществе за счёт эффекта Фарадея и усиления его плазмонным резонансом. Магнитооптическим веществом являлся намагниченный висмут-замещенный железиттриевый гранат толщиной в 500 нм. Плазмонный резонанс возникает на нанесенных на гранат решетках с периодами. На Рис. 2 представлены результаты математического моделирования структуры с решетками решетками периодов $D=0.2 - 0.6 \mu\text{м}$. На Рис 3. приведен пример усиления вращения плоскости поляризации с золотой решеткой с периодом $0.6 \mu\text{м}$ относительно структуры без золота.

Приближение намагниченных веществ (магнитных носителей информации) к такой структуре изменяет коэффициенты в тензоре диэлектрической проницаемости граната, отвечающие за намагниченность - вектор гирации. Это приводит к изменению во вращении плоскости поляризации проходящего через структуру света. Устанавливая перед приемником излучения анализатор, повернутый таким образом, что бы пропускать максимум излучения в случае, когда отсутствует постороннее магнитное поле, мы сможем увидеть затемнение в тех областях, где присутствует намагниченное вещество (носитель информации). На Рис. 4 видно, что при полном перемагничивании магнитооптического вещества спектр вращения плоскости

поляризации меняет свой знак. В таком случае проводящее через анализатор излучение будет значительно ослаблено.

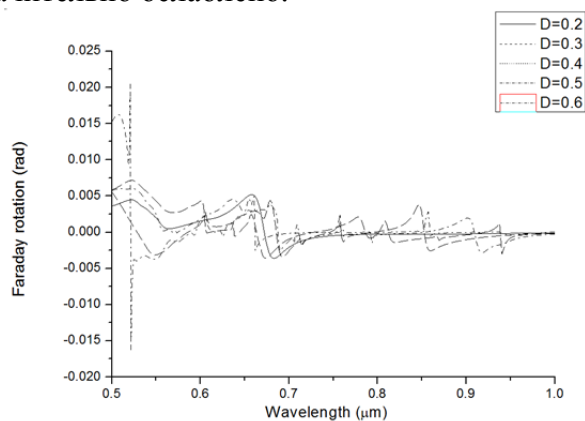


Рис. 2. График вращения плоскости поляризации света проходящего через структуру с разными периодами решетки из золота

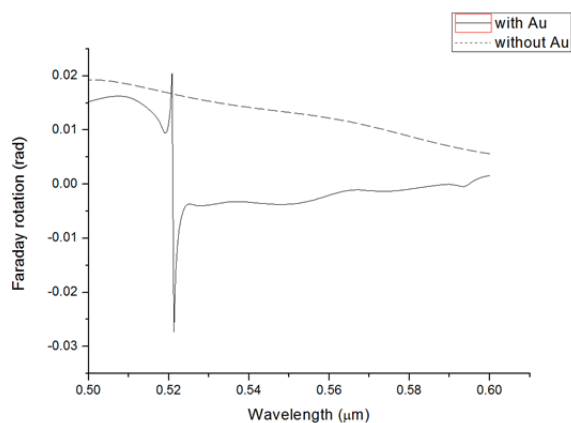


Рис. 3. Пример возникновения усиления эффекта Фарадея за счёт возбуждения плазмонного резонанса

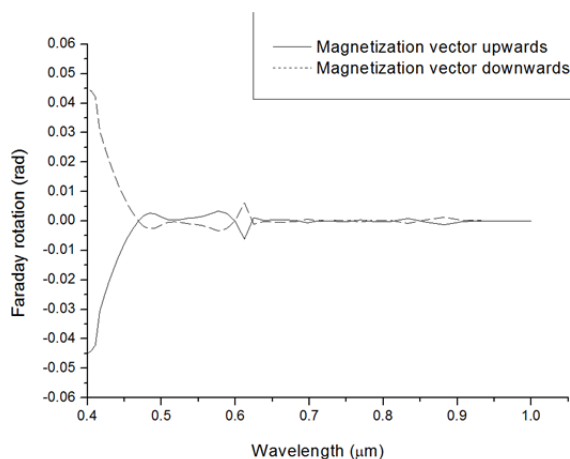


Рис. 4. Вращение плоскости поляризации при изменении намагниченности граната

В заключении можно сказать, что основываясь на результатах математического моделирования такой метод позволяет оценить контраст изображения при визуализации магнитных носителей информации.

1. R. Fujikawa, A. V. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure// *J. Appl. Phys.* – 2008. – V. **103**. – P. 07D301.

2. Y. Mizutani, H. Uchida, Y. Masuda, A. V. Baryshev, M. Inoue, Magneto-optical plasmonic Bi:YIG composite films with Ag and Au-Ag alloy particles// *J. Magn. Soc. Jpn.* – 2009. – V. **33**. – P. 481.

3. A.V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures// *J. Opt. Soc. Am. B* – 2013. – V. **30**. – I. 9. – P. 2371–2376.

4. Одинокое С.Б., Кузнецов А.С., Карев А.В. Исследование возможности магнитооптической регистрации магнитных сигналов формата записи типа VHS// *Естественные и технические науки.* – 2014. – № 4. – С. 122-124.

5. Одинокое С.Б., Кузнецов А.С. Оценка разрешающей способности двуслойных магнитных структур// *Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана.* 2012. № 2. С. 21.

НАНОПОРИСТЫЕ СИЛИКАТНЫЕ МАТРИЦЫ – ОСОБЕННОСТИ ВВЕДЕНИЯ ИММЕРСИОННЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Исмагилов А.О., Андреева Н.В., Кузьмина Т.Б., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе предложена методика исследования особенностей введения иммерсионных жидкостей в нанопористые силикатные матрицы.

Нанопористые силикатные матрицы (НПМ) позволяют производить уникальные исследования в наномасштабе, результаты которых интересуют большое количество ученых, например, весьма привлекательно применение НПМ для исследования гидродинамических процессов, происходящих в наноразмерных областях, соизмеримых с расстоянием между молекулами или с пространственным масштабом действия межмолекулярных сил. Химические процессы в наноразмерных областях происходят иначе, чем в макроскопических объемах, это приводит к ярким эффектам, физический смысл которых понят лишь частично: изменяются условия фазовых переходов, изменяется вязкость жидкости и т.п. [1]. Применение нанопористых силикатных матриц в настоящее время, главным образом, связано с прозрачностью таких стекол в видимой области спектра и возможностью получения образцов оптического качества [2].

По причинам, изложенным выше, применение НПМ активно продвигается в настоящее время, а научное общество предлагает различные методики для большого количества областей науки [3].

Целью работы являлось разработка способов введения иммерсионных жидкостей в НПМ, для последующих исследований, с учетом особенностей, как самих применяемых матриц, так и вводимых исследуемых жидкостей. В эксперименте использовались нанопористые силикатные матрицы, изготавливаемые из натриевоборосиликатного двухфазного стекла, образованного двумя взаимопроникающими фазами: химически нестойкой боратной и химически устойчивой кремнеземной. Использовались матрицы в виде полированных дисков диаметром 15 мм и толщиной 1 мм и в виде плоскопараллельных пластин, изготовленные по отработанной технологии из двухфазного стекла ДВ-1, прошедшего стадию термообработки. В качестве иммерсионных жидкостей были использованы: дистиллированная вода, физраствор, раствор фруктозы различной концентрации.

Так как применяемые НПМ, это диски либо плоскопараллельные пластины, имеющие геометрические размеры (толщина, площадь), а также обладающие сквознопористой структурой, то необходимо выделить 2 способа попадания жидкости в образец. Один из них подразумевает под собой попадание жидкости через поверхность образца и получил название «односторонняя пропитка по толщине». Во втором случае, жидкость попадает через границы образца. Данный способ назван «горизонтальная пропитка».

При «односторонней пропитке по толщине» образец НПМ кладется на сухую, чистую поверхность, а иммерсионная жидкость помещается на поверхность образца. Жидкость мгновенно начинает проникать в НПМ, образуя изначально мутную, а по прошествии некоторого количества времени, прозрачную область, что означает достижение жидкостью границы образца. Данный способ введения для разных иммерсионных жидкостей будет происходить по-разному, что позволяет сравнивать некоторые свойства жидкостей, либо получить данные для последующих экспериментов. После введения необходимого объема жидкости в образец, НПМ некоторое время будет прозрачной, что позволяет исследовать введенный объект методами на прохождение.

При «горизонтальной пропитке» образец закрепляется в штативе, и опускается в жидкость на 1 мм. Благодаря пористой структуре, жидкость начинает подниматься по порам, образуя также мутную и прозрачные области. Когда образец становится прозрачным, это значит, что жидкость в данной области полностью введена в образец. Данный способ также позволяет определить некоторые свойства жидкостей по скорости пропитки, что можно будет учесть при последующих экспериментах.

Если сравнивать два данных способа введения иммерсионной жидкости в НПМ, то плюсом «односторонней пропитки по толщине» является скорость процесса, и возможность ввести в один образец несколько очень маленьких объемов жидкостей, например, для одновременных сравнительных исследований, «горизонтальная пропитка» же позволяет длительное время удерживать жидкость в образце. Также стоит отметить, что высокие концентрации некоторых веществ, например NaCl, в растворах изменяют структуру НПМ, что приводит к невозможности последующих исследований на данных образцах.

Полученные результаты позволяют производить оценку параметров как НПМ, так и вводимых иммерсионных жидкостей с учетом наномасштабных пространственных особенностей проводимых экспериментов. Предложенная методика может найти применение, например, в биомедицине для исследования биологических жидкостей.

1. О. В. Андреева, И. Е. Обыкновенная, *Наносистемы: физика, химия, математика*, **1**, №1, 37-53, (2010).

2. И.К. Мешковский, *Композиционные оптические материалы на основе пористых матриц*, (1998).

3. Т.В. Антропова, М.А. Гирсова, *Синтез, структура и спектрально-оптические свойства композиционных материалов на основе силикатных пористых стекол, содержащих галогениды серебра или оксиды висмута*, с. 71, (2015).

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ СВЕТА МЕТАПОВЕРХНОСТЯМИ СО СФЕРИЧЕСКИМИ МИКРОЛИНЗАМИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОСКОПА

Васильев В., Ковров А.*, Денисултанов А., Соловьева А., Захаров В., Можаров А., Дворецкая Л.**, Мухин И.**, Шалин А., Вениаминов А.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Technical University of Denmark, Kongens Lyngby, Denmark

**Академический университет, Санкт-Петербург, Россия

Прямое и обратное пропускание света асимметричной метаповерхностью со сферическими микролинзами измерено при помощи лазерного сканирующего микроскопа. Полученная при варьировании числовой апертуры угловая зависимость коэффициента пропускания согласуется с теоретическими прогнозами в случае упорядоченного расположения микролинз; дефекты их упаковки приводят к снижению пропускания света.

В настоящее время ведется активное исследование различных метаматериалов, их свойств и методов формирования [1, 2]. Значительный интерес представляют метаповерхности с асимметричным пропусканием света [3, 4], которые могут найти применение, например, в концентраторах света для солнечной энергетики.

В исследовании мы визуализируем и измеряем свет, проходящий через метаповерхность, представляющую собой стеклянную подложку с нанесенной на нее гексагональной сеткой, задающей расположение покрывающих её сферических микролинз. На рисунках 1а и 1б показаны изображения образца метаповерхности, полученные с помощью сканирующего электронного (SEM) и лазерного сканирующего (LSM) микроскопов. На снимках видны участки поверхности с регулярно расположенными на сетке (1) или разупорядоченными (2) микролинзами, а также непокрытые участки сетки (3).

Для достижения высокого пространственного разрешения, изображения LSM получены с использованием оптики с большой числовой апертурой ($NA=0.75\div 1.3$) и коротковолнового (405 нм) лазерного источника света. При измерении локальных значений коэффициента пропускания на образец метаповерхности падал условно коллимированный пучок света лампового или лазерного источника, сформированный оптической системой с малой числовой апертурой ($NA = 0.2$), а для сбора проходящего через метаповерхность света были использованы объективы с различными апертурами (от 0.2 до 1.3) и конденсор с апертурной диафрагмой, перестраиваемой в пределах $NA=0.1\div 0.9$, что позволило получить угловые зависимости пропускания в диапазоне $6-72^\circ$ от нормали (Рис. 2).

Чем выше числовая апертура оптической системы, собирающей свет (т.е. максимальный угол светового конуса), тем больше света достигает фотоприемника, и, следовательно, выше измеренное значение светопропускания. Изменяя апертуру, мы получили угловую зависимость интегральной интенсивности света, проходящего через упорядоченные микрообласти метаповерхности, в хорошем соответствии с теоретическими прогнозами, как показано на рисунке 2. Коэффициент пропускания более 80% достигается уже при $NA\sim 0.75$ (около 50°). Часть света, которая рассеивается под большими углами или испытывает полное внутреннее отражение на поверхности подложки, достигает фотоприемника при использовании иммерсионной оптики.

Измерения коэффициента пропускания в различных областях образца, в том числе дефектных, показывают, что микролинзы улучшают светопропускание значительно выше уровня самой решетки, но только при условии регулярной укладки относительно неё. Отношение измеренных при высокой апертуре собирающей оптической системы значений пропускания для областей с правильно упорядоченными микросферами (область 1 на рисунках 1а и б) и голой решетки без сфер (область 2) того же образца, составляет около 2.3; в то же время, пропускание участков метаповерхности с дефектной укладкой микролинз вдвое ниже, чем пропускание сетки. Пропускание, измеренное при падении света на метаповерхность со

стороны подложки (обратное пропускание), близко к пропусканию сетки и при больших значениях NA в несколько раз ниже прямого пропускания.

(a)

(б)

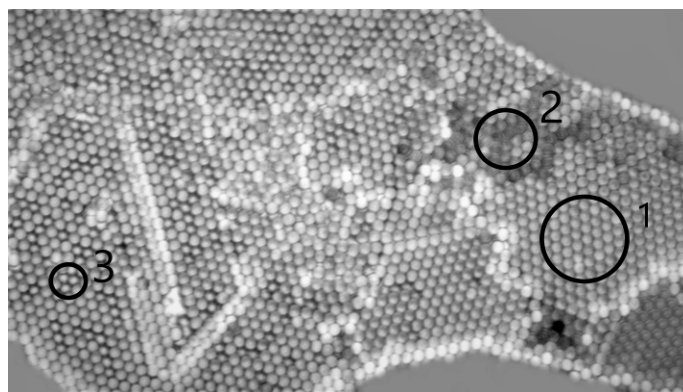
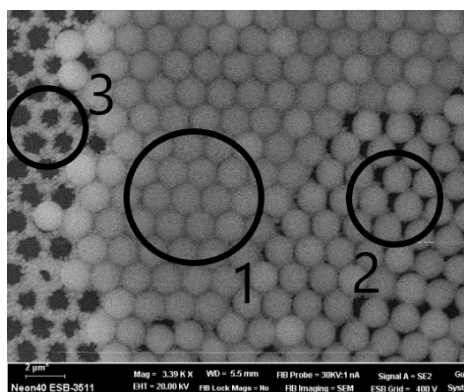


Рис. 1. SEM- (а) и LSM- (б) изображения участков прототипа метаповерхности с областями упорядоченной (1) и дефектной (2) упаковки микролинз; (3) – непокрытые участки сетки. LSM-изображение выполнено в проходящем свете с длиной волны 405 нм

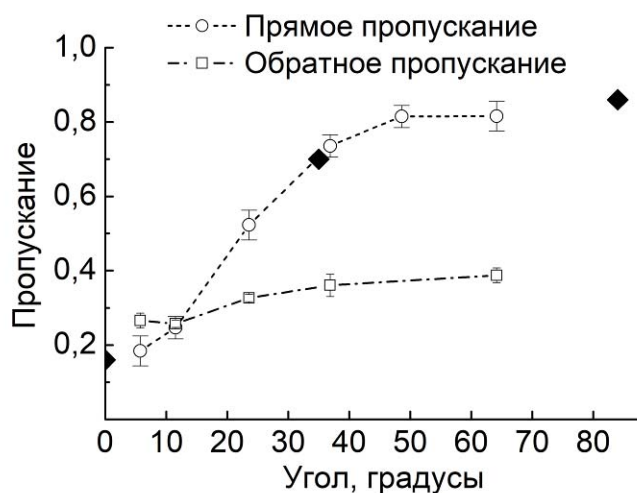


Рис. 2. Угловая зависимость прямого и обратного пропускания света участков метаповерхности с регулярной укладкой: теория (ромбы) и результаты измерения (светлые круги и квадраты)

1. К.Р. Симовский, *Оптика и спектроскопия*, **107**, 766, (2009); C.R. Simovski. *Optics and Spectroscopy* **107**, 726, (2009) DOI: 10.1134/S0030400X09110101

2. S. Walia, C.M. Shah, P. Gutruf, H. Nili, D.R. Chowdhury, W. Withayachumnankul, M. Madhu, S. Sriram, *Applied Physics Reviews*, **2**, 011303, (2015).

3. J. Saman, J. Zubin, *Nature Nanotechnology*, **11**, 23-36, (2016).

4. A. Kovrov, D. Baranov, A. Shalin, I. Mukhin, C. Simovski, *Days on Diffraction*, 234-236, (2016).

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГОЛОГРАММ В ФОТОХРОМНЫХ КРИСТАЛЛАХ ФТОРИДА КАЛЬЦИЯ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Борисов В.Н., Грачев Я.В., Ангервакс А.Е., Вениаминов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию оптических свойств фотохромных кристаллов фторида кальция в терагерцовом диапазоне частот. Получены разностные спектры кристаллов различной степени окраски, оценена предполагаемая модуляция оптических параметров среды, осуществлена пробная запись голограммы для считывания терагерцовыми волнами.

Терагерцовое (ТГц) направление является одним из самых многообещающих в современной фотонике. Одним из наиболее важных направлений ТГц индустрии является разработка устройств для манипуляции ТГц излучением. В оптическом диапазоне свою эффективность для схожих целей доказали голограммные элементы. Однако создание голограмм для ТГц диапазона до сих пор не реализовано. Запись голограмм при помощи ТГц излучения невозможна в виду низкой энергии его квантов, тогда как запись низкочастотных голограмм при помощи видимого света возможна только при малых углах сведения световых пучков ($<1^\circ$ для ТГц диапазона). Также неизвестно, будут ли голограммы в существующих голографических средах иметь модуляцию оптических параметров в ТГц диапазоне.

В связи с этим особый интерес в качестве голографических сред представляют аддитивно окрашенные фотохромные кристаллы CaF_2 [1]. Исследования центров окраски в этих кристаллах указывают на возможность образования коллоидных центров окраски с металлическими свойствами в процессе регистрации голограмм, следовательно, такие голограммы могут иметь модуляцию оптических параметров в ТГц диапазоне. Доступность кристаллов большой толщины позволяет рассчитывать на создание объёмных голограммных элементов даже для длинноволнового излучения.

Поскольку голограмма в CaF_2 образуется в результате фотоиндуцированного перемещения центров окраски, модуляцию оптических параметров можно оценить, сравнивая спектры кристаллов различной степени окраски. Для сравнения были выбраны четыре образца: неокрашенный кристалл и три кристалла с различными типами и различной концентрацией центров окраски.

Спектры поглощения и преломления кристаллов CaF_2 были получены при помощи ТГц спектрометра с разрешением во времени [2] в диапазоне от 0.2 до 1.6 ТГц. Показатель преломления всех образцов в данном диапазоне варьировался от 2.55 до 2.75. Показатель поглощения для неокрашенного, а также слабо- и среднеокрашенного кристаллов не превышал 3 см^{-1} , тогда как для сильноокрашенного кристалла он достигал значений 15 см^{-1} в низкочастотной области.

Поскольку механизм формирования голограмм в CaF_2 с центрами окраски включает перемещение центров, можно допустить, что спектральному составу «обесцвеченных» полос будут приблизительно соответствовать спектры неокрашенного кристалла, тогда как спектральный состав «тёмных» полос будет зависеть от исходной концентрации центров окраски в кристалле. Для оценки возможной модуляции показателей преломления и поглощения были рассчитаны разностные спектры исследуемых кристаллов (Рис. 1).

Модуляция показателя преломления в выбранном ТГц диапазоне частот, оцененная по разностным спектрам исследуемых кристаллов (Рис. 1), варьируется от 10^{-3} до 10^{-1} , что указывает на возможность создания голограммных элементов с дифракционной эффективностью в ТГц диапазоне, близкой к 100%.

Отдельной задачей стояла запись голограммы с периодом, соответствующим ТГц диапазону: для её формирования в кристалле должны произойти перемещения дефектов (центров окраски) на громадные по микроскопическим меркам расстояния. Голограммная решётка была записана в пропускающей схеме при помощи непрерывного излучения DPSS Nd:YAG лазера с удвоением частоты (532 нм) при температуре 200°C в течение около 100

часов. Угол между пучками составил $22'$, что соответствует пространственному периоду 80 мкм . Такая голограмма способна взаимодействовать с излучением от 1.87 ТГц (в отражательной схеме считывания).

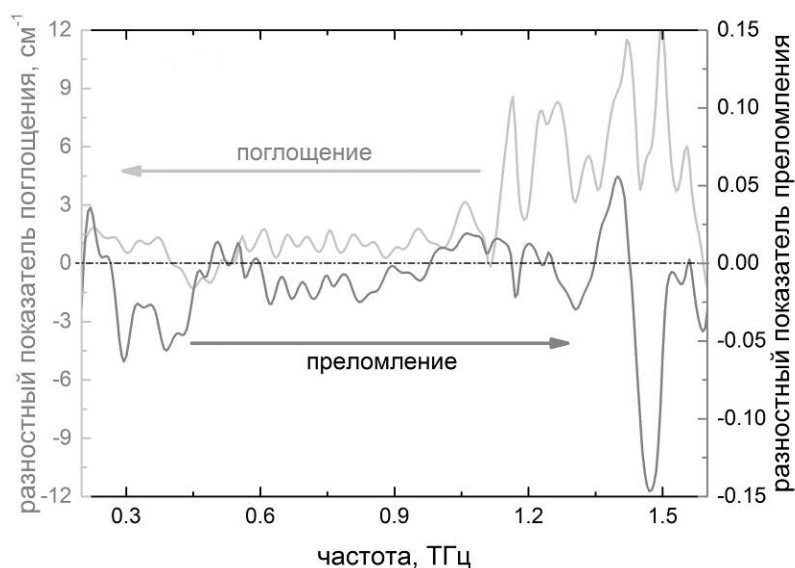


Рис. 1. Разностные спектры кристаллов CaF_2 (сильноокрашенный минус неокрашенный) как предполагаемая модуляция оптических параметров в ТГц диапазоне частот

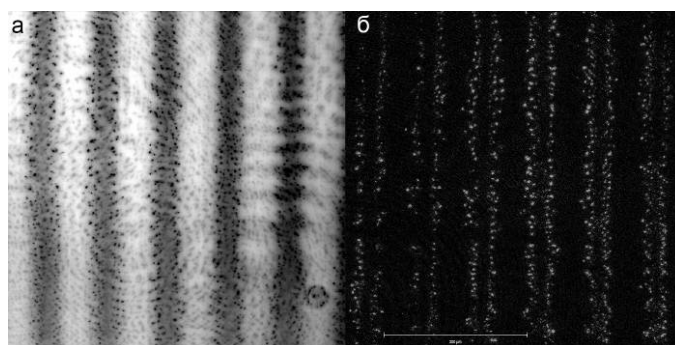


Рис. 2. Микрофотографии низкочастотной голограммы в а) прошедшем и б) отраженном свете 543 нм (лазерный сканирующий микроскоп LSM710, Zeiss)

Как видно из микрофотографий голографической решетки (Рис. 2), в ходе записи образовалась модуляция концентрации центров окраски, что в свою очередь указывает на возможность создания модуляции показателя преломления в ТГц диапазоне.

1. A.I. Ryskin, A.E. Angervaks, A.V. Veniaminov, *Holographic Materials and Optical Systems*, 405–433 (2017).

2. N.S. Balbekin, Y.V. Grachev, S.V. Smirnov, V.G. Bespalov, *Journal of Physics: Conference Series*, **584**, №1, 012010, (2015).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДИК НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Туров А.Т., Балбекин Н.С., Новосёлов Е.В.,* Павлов П.В.,** Петров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Технический университет Чалмерса, Гётеборг, Швеция

** Военный учебно-научный центр ВВС "Военно-воздушная академия им. проф. Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина", Воронеж, Россия

В докладе представлен сравнительный анализ наиболее распространённых, а также перспективных методов диагностики дефектов композитных материалов с целью выявления и предложения к внедрению в производство лучшего из них для обеспечения максимально эффективной и безопасной эксплуатации изделий из композитных материалов.

За последние двадцать лет использование композитных материалов (КМ) в авиастроении получило очень широкое распространение. Такая тенденция обусловлена относительной легкостью, высокой прочностью и упругостью композитов [1, 2]. Хорошими примерами авиатехники являются Boeing 787 [3] и Airbus A350, которые состоят из композитных материалов на основе углерода на 50% и 52% соответственно. Для безопасного и долговечного, а, значит, эффективного использования сравнительно нового материала в отрасли, необходимо знать и уметь прогнозировать, возможность возникновения всевозможных дефектов как на этапе производства, так и в ходе эксплуатации. Дефекты КМ, в общем, можно подразделить на: "микро" и "макро"; возникающие при изготовлении, хранении и эксплуатации; поверхностные или внутренние. Выделяют несколько основных категорий дефектов:

- 1) Несоответствие состава материала нормам по всему объёму детали, низкую степень полимеризации.
- 2) Расслоения.
- 3) Трещины.
- 4) Локальные несоответствия состава материала нормам.
- 5) Царапины, складки, инородные включения.
- 6) Выкрашивание по кромкам, отрыв поверхностных слоёв, сколы.
- 7) Искривление волокон в плоскости слоя.

В настоящее время востребовано множество способов неразрушающего контроля КМ для выявления дефектов, применяемые как в условиях производства, так и испытаний, и эксплуатации [4]. Среди них: оптические [5], электрические [6], акустические [7], радиационные [8], магнитные [9], тепловые [10], голографические [11], микроволновые [12] и другие методы контроля [13]. Сравнительный анализ наиболее распространённых и перспективных методов диагностики дефектов КМ представлен в Таблице 1.

Оптические методы [14], включающие инфракрасную и ультрафиолетовую спектрометрию, широко используются в лабораторных исследованиях полимеров, но применению их для неразрушающего контроля полимерных КМ уделяется мало внимания. Это объясняется в первую очередь сложностью физической картины взаимодействия света с такой неоднородной средой, как современные КМ. Однако в последнее время оптические методы сделали большой скачок в развитии, что заставляет еще раз пересмотреть возможность их широкого применения [15, 16].

По результатам сравнительного анализа, одним из наиболее перспективных и востребованных методов контроля на производстве является метод спекл-структур оптического излучения. Такая ситуация обусловлена невозможностью применения того или иного метода неразрушающего контроля в силу физических свойств композитов. Например, электромагнитные и электрические методы не подходят для исследований стекло- и органопластиков или ограничены в применении (визуальный). Также ввиду очень обширного использования КМ в конструкции летательных аппаратов, довольно распространенные методы обнаружения дефектов - например, ультразвуковой метод - зачастую сталкиваются с

необходимостью точечного ручного сканирования больших площадей исследуемой детали, что ведет к снижению производительности контроля, простоту воздушных судов и ограниченности данного метода [17]. В металлических конструкциях сканировать чаще всего необходимо лишь отдельные области концентрации напряжений. КМ же подвержены ударным повреждениям по всей их площади, и такие повреждения трудно обнаружить визуально. Кроме того, ультразвуковой метод в большинстве случаев контроля требует применения специальной контактной жидкости.

Таблица 1. Сравнительный анализ методов диагностики дефектов КМ.

Метод	Электрические и электромагнитные	Ультразвуковой (акустический)	Спекл-структур оптического излучения (оптический)	Визуальный
Бесконтактность	Нет	Нет	Да	Да
Площадь охвата	Необходимо точечное сканирование	Необходимо точечное сканирование	Возможно полномасштабное сканирование	Возможно полномасштабное сканирование
Ограничения исследуемых материалов	Только металл-е конструкции	Нет	Нет	Нет
Возможность определения внутренних дефектов	Да	Да	Да	Нет
Другие преимущества	Распространённость и относительная малозатратность	Распространённость и относительная малозатратность	Качественная и количественная информация высокой точности, динамичность	Распространённость и относительная малозатратность
Другие недостатки	-	Необходима контактная жидкость	Необходимо небольшое нагружение	Исследование только легкодоступных поверхностей

Метод спекл-структур оптического излучения [18] имеет ряд преимуществ перед существующими методами контроля и диагностики КМ:

- Бесконтактность, что упрощает процедуру контроля.
- Полномасштабность, что увеличивает производительность контроля.
- Возможность получать как качественную, так и количественную информацию о дефектах с высокой степенью точности.

При контроле вышеупомянутым методом необходимо осветить исследуемый объект с помощью лазера с системой рассеивания пучка и записать спекл-картины поверхности. Для получения информации о дефекте необходимо записать спекл-картины деформированной и недеформированной областей. Один из недостатков системы – необходимость нагружения, деформации объекта. Однако, ввиду малости требуемых нагрузок, достаточно теплового нагружения посредством ИК-ламп.

Помимо прочего, метод позволяет визуализировать дефекты и их динамику в режиме реального времени.

Таким образом, метод спекл-структур оптического излучения, безусловно, является перспективным и эффективным методом контроля КМ и в ближайшие годы будет распространен от лабораторных исследований до массового использования ввиду многих преимуществ над существующими распространёнными на настоящий момент методами, в частности, отсутствия ограничений по типу исследуемого материала, сложности доступа и необходимости в специальных проводящих жидкостях, полномасштабности и широкому спектру получаемой информации.

1. P.D. Mangalgi, *Bulletin of Materials Science*, **22**, №3, 657-664, (1999).
2. C. Lukaszewicz, K.D. Potter, *Composites Part B Engineering*, **43**, №3, 997-1009, (2012).
3. J. Hale, *Aero Magazine Boeing*, **24**, №4, 17-23, (2006).
4. Н.П. Алешин, М.В. Григорьев, Н.А. Щипаков, *Инженерный вестник*, №1, (2015).
5. А.Е. Горюнов, П.В. Павлов, Н.В. Петров, А.Н. Малов, *Известия высших учебных заведений. Физика*, **58**, №11-3, 179-183, (2015).
6. M. Kupke, K. Schulte, R. Schüler, *Composites Science and Technology*, **61**, №6, 837-847, (2001).
7. J. Blitz, and G. Simpson, *Springer, London*, (1996).
8. K.T. Tan, N. Watanabe, Y. Iwahori, *Composites Part B: Engineering*, **42**, №4, 874-884, (2011).
9. L. Ferrara, M. Faifer, S. Toscani, *Materials and Structures*, **45**, №4, 575-589, (2012).
10. N.P. Avdelidis, D.P. Almond, B.C. Hawtin, *NDT & E Int*, **36**, №6, 433-439, (2003).
11. D. Rosenthal, J. Trolinger, *Materials Evaluation*, **53**, №12, (1995).
12. S. Kharkovsky, R. Zoughi, *IEEE Instrumentation & Measurement Magazine*, **10**, №2, 26-38, (2007).
13. K. Katnam, L. D. Silva, T. Young, *Prog. Aerosp. Sci.*, **61**, №0, 26-42, (2013).
14. П.В. Павлов, Н.В. Петров, А.Н. Малов, *Квантовая электроника*, **43**, №6, 582-587, (2013).
15. N.S. Balbekin, E.V. Novoselov, P.V Pavlov, V.G. Bespalov, N.V. Petrov, *Proc. of SPIE Vol*, **9448**, 94482D-1, (2015).
16. L. Xing, H. Cui, C. Shi, Z. Zhang, J. Zhang, T. Chang, D. Wei, C. Du, S. Zhang, Z. Zhou, *Polymer Testing*, **57**, 141-148, (2017).
17. M. Castaings, P. Cawley, R. Farlow, G. Hayward, *Journal of Nondestructive Evaluation*, **17**, 37-45, (1998).
18. А.Е. Горюнов, П.В. Павлов, Н.В. Петров, *Труды военно-космической академии им. А.Ф. Можайского*, №645, 132-135, (2014).

УСТРОЙСТВА И СИСТЕМЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА НАВЕДЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ СЧИТЫВАНИЯ НА МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАННЫЕ ОДНОМЕРНЫЕ МИКРОГОЛОГРАММЫ ФУРЬЕ ДЛЯ ОПТИКО-ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ПАМЯТИ

Ханевич П.А., Одинокоев С.Б., Донченко С.С., Семишко С.А.

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, факультет радиоэлектроники и лазерной техники, Москва, Россия

Проанализированы критерии состояния наведения оптической системы считывания на мультиплексированные одномерные микроголограммы Фурье. Сформулированы требования к разрабатываемому алгоритму наведения. Приведены результаты экспериментальных исследований алгоритма наведения для серии тестовых изображений.

В прошлых работах [1-4] был предложен и рассмотрен метод проекционной записи компьютерно-синтезированных одномерных голограмм Фурье. При проекционной записи используются одномерные КС МГФ (компьютерно-синтезированные микроголограммы Фурье).

Увеличение плотности хранения достигается мультиплексной записью одномерных КС МГФ, путем поворота среды вокруг плоскости записи. Мультиплексная голограмма представляет собой результат наложения на один и тот же участок голографического носителя нескольких голограмм (далее субголограмм).

Для отдельного считывания мультиплексированных одномерных МГФ была разработана специальная ОСС (оптическая система считывания), представленная на Рис. 1.

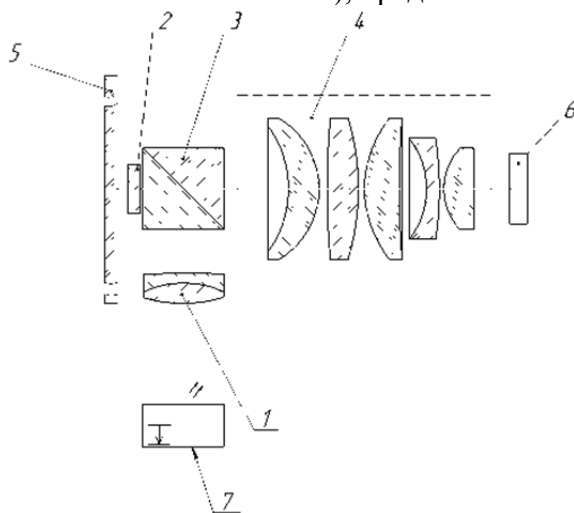


Рис. 1. Оптическая система считывания

1, 4 – линзовый блок; 2 – пространственный фильтр; 3 – светоделительный кубик; 5 – голографический носитель; 6 – КМОП – камера; 7 – излучатель

Перед разработкой алгоритма наведения, следует сформировать к нему требования. Алгоритм наведения должен быть нечувствителен к сдвигам страницы данных по полю, помехам и спекл-шумам. Количество кадров, обрабатываемых за 1 секунду, должно быть не менее 30.

На Рис. 2 показан исходный информационный объект (страница данных).

В качестве информационного объекта используются 8-и битные числа, которые кодируются 16-ю отсчетами. Каждое 8-ми битное число представляет собой различные комбинации 3 ненулевых отсчетов на поле из 16 отсчетов. Из-за особенностей синтеза Фурье

голограмм и оптической системы, использующейся при записи синтезированных голограмм, один отсчёт выводится на 2 пикселя ПВМС, при этом 2 ненулевых соседних отсчёта должны быть разделены как минимум одним нулевым, что делает возможным различение двух соседних максимумов при декодировании.

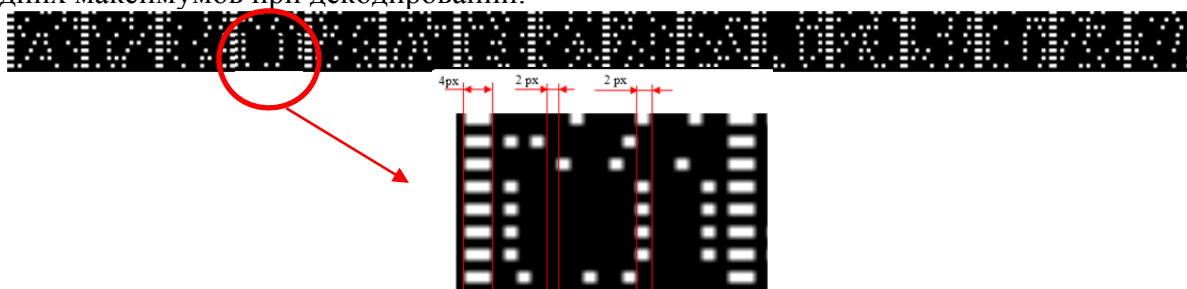


Рис. 2. Исходный информационный объект (страница данных)

На Рис. 3 приведены два случая восстановления страницы данных при изменении ориентации анаморфного Фурье-дуплета (поз.4 Рис. 1) относительно одномерной КС МГФ.

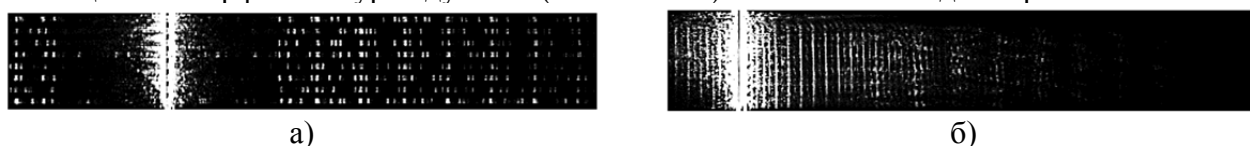


Рис. 3. Изображение страницы данных при наведенной ОСС с нулевым порядком в кадре (а), рассогласованное состояние ОСС нулевым порядком в кадре (б)

Анализируя структуру восстановленного изображения, при вращении оптической системы вокруг оси можно сделать следующие выводы: когда оптическая система не наведена, контрастность изображения уменьшается по сравнению с прицельным состоянием; структура столбцов страницы данных искажена больше всего; возможная погрешность наведения ОС составляет около $0,2^\circ$.

При разработке алгоритма наведения были проанализированы такие подходы, как спектральный, корреляционный и контрастный анализ. Экспериментальные испытания показали, что максимальная точность и скорость дают анализ контраста кадра.

Контраст изображения – отношения яркостей различных участков изображения. Лучшую точность наведения дал среднеквадратический контраст изображения, определяемый по формуле [4]:

$$K = \sqrt{\frac{1}{MN} \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{M-1} (B_{ij} - \bar{B})^2}, \quad (1)$$

где K – контраст, B_1 и B_2 – интенсивность областей изображения, B_{\max} – максимальная интенсивность изображения, M и N – размеры изображения, B_{ij} – координаты текущего пикселя, \bar{B} – средняя скорость изображения.

Для экспериментальных исследований использовались две серии из 150 кадров: при скорости вращения шагового двигателя 100 шагов в секунду с нулевым порядком и без него. На Рис. 4 представлены графики зависимости контраста линий и столбцов изображения от номера кадра для серии со скоростью 100 шагов в секунду без нулевого порядка, рассчитанные по формуле (1).

Как видно из графиков, анализ контраста столбцов даёт гораздо более точные результаты поиска кадров, соответствующих наведённому состоянию оптической системы на одномерную КС МГФ.

На Рис. 5 представлены графики зависимости контраста столбцов изображения полученного от номера кадра для серии при скорости вращения шагового двигателя 100 шагов в секунду с нулевым порядком и без него, рассчитанные по формуле (1).

Экспериментальные исследования алгоритма наведения показали, что наилучшую точность наведения дает применение среднеквадратического контраста к изображению. При этом анализ контраста столбцов дает более точные результаты, чем анализ контраста строк, так как структура восстановленного изображения нарушается больше всего по горизонтали.

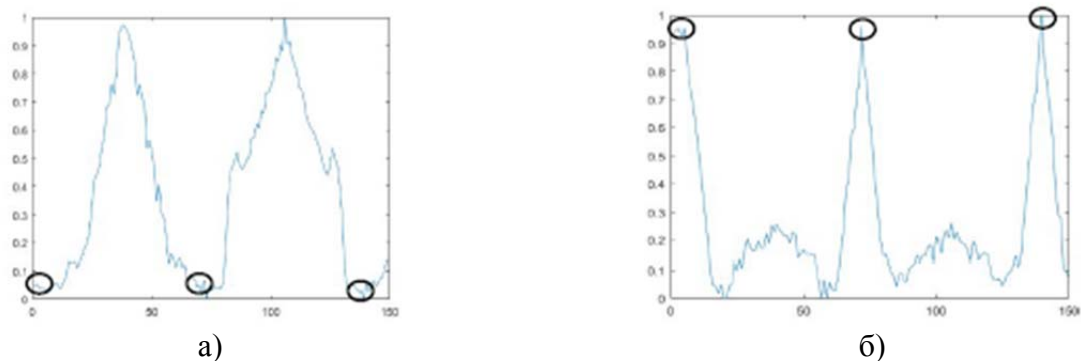


Рис. 4. Графики зависимости контраста линий и столбцов изображения от номера кадра для серии при скорости вращения шагового двигателя 100 шагов в секунду контраст линий (а), контраст столбцов(б)

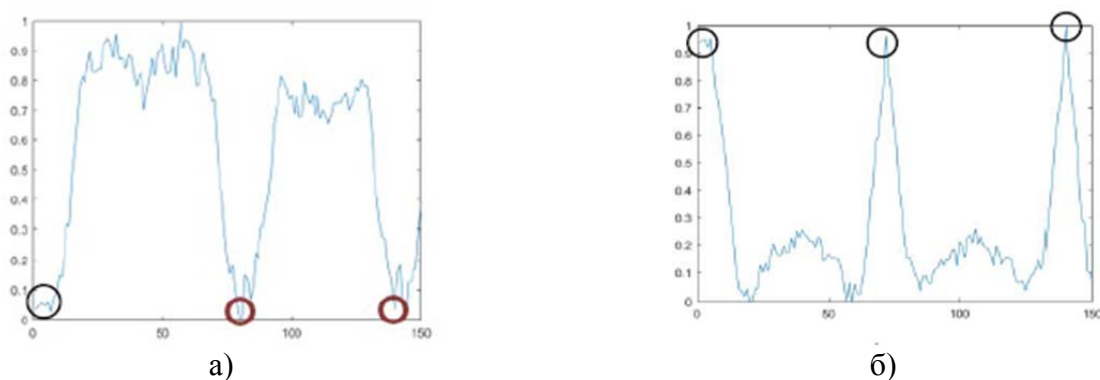


Рис. 5. График зависимости контраста столбцов изображения от номера кадра для серии при скорости вращения шагового двигателя 100 шагов в секунду с нулевым порядком (а), без нулевого порядка(б)

Желательно также установить фотоприёмное устройство так, чтобы нулевой порядок не попадал в кадр, что также улучшит точность системы наведения. Погрешность системы наведения по углу составляет 0.2° , что удовлетворяет требованиям по качеству восстановления информации. Время обработки одного кадра занимает 2 мс.

1. S.B. Odinokov, A.Y. Betin, V.I. Bobrinev, N.N. Evtikhiev, A.Y. Zherdev, E.Y. Zlokazov, D.S. Lushnikov, V.V. Markin, R.S. Starikov, S.N. Starikov, *Quan. Electr.*, **43**, №1, 87–89, (2013).
2. A.Y. Betin, V.I. Bobrinev, S.B. Odinokov, N.N. Evtikhiev, R.S. Starikov, S.N. Starikov, E.Y. Zlokazov, *Applied optics*, **52**, № 33, 8142–8145, (2013).
3. S.S. Donchenko, S.B. Odinokov, V.I. Bobrinev, A.Y. Betin, E.Y. Zlokazov, *Proc.SPIE* **9508**, 95080A, (2015).
4. F.W. Campbell, J.G Robson, *Journal of Physiology*, **197**, № 3, 551–566, (1968).

ОПТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОМ ДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ НА ПОДЛОЖКЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Тронев А. В.* **, Ильичев И.В.*, Агрузов П.М.***, Парфенов М. В.***,
Шамрай А.В.* ** *****

***Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия**

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

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

В данной работе продемонстрирован простой способ управления коэффициентом деления интегрально-оптического разветвителя путем локального изменения показателя преломления с помощью фоторефрактивного эффекта.

Разветвители оптической мощности являются ключевыми элементами интегрально-оптических интерференционных схем, широко используемых в системах телекоммуникации и обработки сигналов оптических датчиков.

По физическому принципу действия оптические волноводные разветвители разделяют на делители волнового фронта (типичным представителем является Y-разветвитель) и делители амплитуды (например, направленный X-разветвитель). Основной характеристикой волноводного разветвителя является коэффициент деления или соотношение мощности оптического излучения в выходных волноводах.

Точность получения строго заданной величины коэффициента деления является важным условием правильного функционирования интерференционных схем и получения высокой четкости интерференционных картин. Современные требования к интегрально-оптическим интерференционным схемам могут быть выполнены при соблюдении точности коэффициента деления на уровне 1 % или лучше [1].

Обеспечение точности коэффициента деления на уровне 1 % является весьма сложной технической задачей, поскольку данный параметр сильно зависит от неизбежных вариаций технологических параметров изготовления оптических волноводов, что приводит к значительному снижению выхода годных устройств.

В данной работе исследуется возможность управления коэффициентом деления интегрально-оптических разветвителей на подложках ниобата лития с помощью фоторефрактивного эффекта [2], вызывающего локальное изменение показателя преломления в области засветки оптическим излучением видимого или ультрафиолетового диапазона.

На Рис. 1 приведена схема лабораторной установки для управления коэффициентом деления в интегрально-оптических разветвителях. В качестве опытных образцов были использованы интегрально-оптические схемы X и Y –разветвителей на подложке ниобата лития, изготовленные в лаборатории квантовой электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом термической диффузии титана. Y-разветвитель проходил исследования в составе интегрально-оптического интерферометра Маха-Цандера для повышения точности измерений.

В качестве источника излучения для формирования фоторефрактивного отклика был использован He-Ne лазер с длиной волны 632,8 нм. Для локальной засветки участка схемы оптическое излучение подводилось через стандартное одномодовое волокно, торец которого был неподвижно закреплен над поверхностью кристалла. Мощность на выходе волокна составила 4,5 мВт.

С помощью 3-х координатной микроподвижки, на которой был закреплен экспериментальный образец, производилось точное позиционирование области засветки относительно топологии интегрально-оптической схемы. Одновременно с засветкой проводился непрерывный контроль изменения коэффициента деления разветвителя. В качестве источника контрольного оптического излучения использовался DFB-лазер с длиной волны 1550 нм и мощностью 20 мВт.

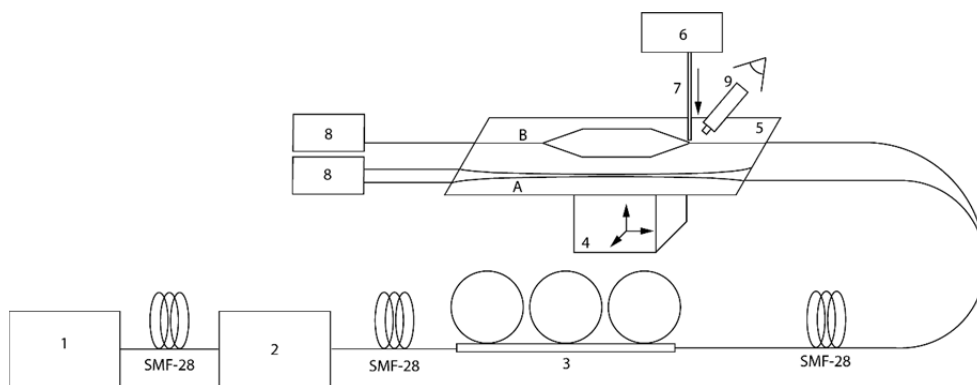


Рис. 1. Схема установки для управления коэффициентом деления. 1 – DFB-лазер, 2 – аттенуатор, 3 – контроллер поляризации, 4 – 3-х координатная подвижка, 5 – кристалл ниобата лития с X и Y –разветвителями (A и B соответственно), 6 – источник излучения для фоторефрактивного управления, 7 – одномодовое волокно, 8 – измерители оптической мощности, 9 – микроскоп

Исследуемый X-разветвитель сформирован из трех участков (Рис. 2): участок сближения волноводов, параллельный участок и участок расхождения.

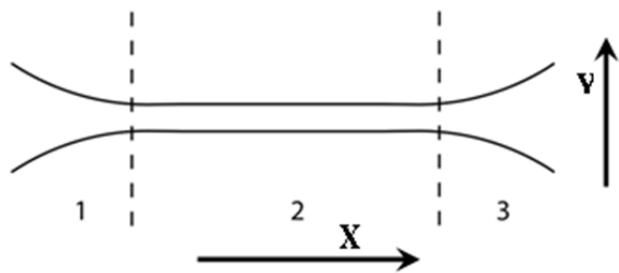


Рис. 2. Схема X-разветвителя.
1 – участок сближения,
2 – параллельный участок,
3 – участок расхождения

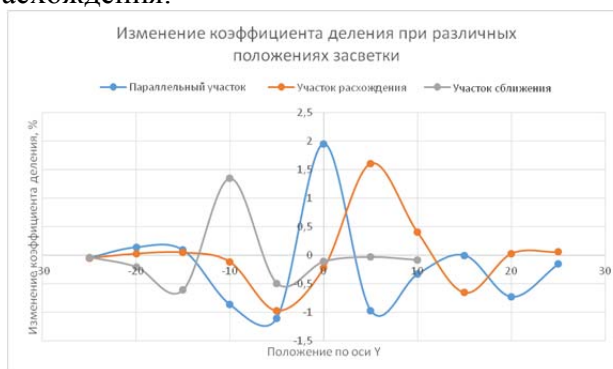


Рис. 3. Зависимость изменения коэффициента деления от смещения области засветки вдоль оси Y в различных участках X-разветвителя

Для каждого из выделенных участков была определена зависимость изменения коэффициента деления от смещения области засветки вдоль оси Y. Эта зависимость представлена на Рис. 3. В качестве нулевого значения по оси Y выбиралось положение точно между двумя волноводами X-разветвителя.

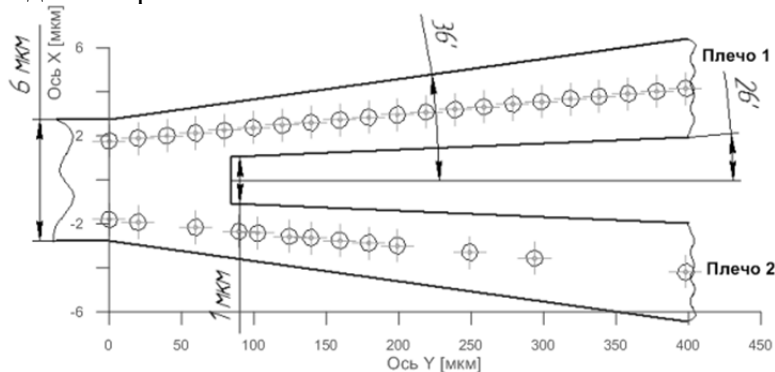


Рис. 4. Расположение точек засветки на оптической схеме Y-разветвителя

При исследовании Y-разветвителя были проведены измерения минимума коэффициента пропускания интерферометра при разных положениях области засветки (Рис. 4 – оптическая схема участка интерферометра Маха-Цандера с характерными размерами: длина и углы расхождения Y-делителя, размер и положение центрального выреза, система координат с

отметкой мест засветки). Наибольшие изменения наблюдались в области Y разветвителя, как показано на Рис. 5, в то время как засветка в области параллельных участков вообще не приводила к изменениям.

Влияние засветки на противоположные плечи Y-разветвителя имело противоположный эффект, то есть, засветка одного плеча давала уменьшение коэффициента пропускания интерферометра и прирост коэффициента деления, в то время как засветка противоположного плеча приводила к увеличению пропускания и снижению коэффициента деления. Также следует отметить, что засветка не влияла на коэффициент пропускания интерферометра Маха-Цандера в максимуме передаточной характеристики, который определяет оптические потери.



Рис. 5. Зависимость изменения коэффициента деления от смещения области засветки вдоль оси X в различных участках Y-разветвителя

Механизм влияние засветки объясняется наличием у кристалла ниобата лития фоторефрактивных свойств в видимом и УФ диапазоне. Засветка приводит к локальному уменьшению показателя преломления, которое для используемой в эксперименте интенсивности засветки 5 кВт/см^2 составляет порядка 10^{-5} [2]. Данное изменение на порядок величины меньше изменения показателя преломления, вызванного диффузией титана при формировании оптических волноводов, и не может повлиять на оптические потери. Однако в области разветвления X и Y –разветвителей оно приводит к возникновению дополнительной связи между двумя плечами и влияет на коэффициент деления. Характерное время выхода изменений в стационарное значение составляло 2 минуты, что хорошо согласуется с временем фоторефрактивного отклика. При однородной засветке образца мощным видимым или УФ излучением происходило стирание локального изменения показателя преломления, и разветвители возвращались в свое первоначальное состояние. Для создания устойчивых неразрушаемых изменений может быть применен механизм термического фиксирования [3] или запись с использованием фемтосекундных лазеров [4].

Таким образом, в работе был предложен простой и эффективный метод контроля и точной подгонки коэффициента деления интегрально-оптических X и Y -разветвителей. Метод позволяет изменять коэффициент деления разветвителя на подложке ниобата лития в диапазоне 3 %, с точностью 0,1 %. С использованием предложенного метода было продемонстрировано увеличение контраста интегрально-оптического интерферометра Маха-Цандера до 48 дБ, что требуется для ряда актуальных применений в системах квантовой криптографии, опроса волоконно-оптических датчиков, радиофотонике и оптической метрологии.

1. A. Chen., E.J. Murphy. *Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications*. CRC Press, (2012).

2. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*. - СПб.: Наука, 318, (1992).

3. Grachev A.I., Chamrai A.V., Petrov M.P., OSA TOPS, *Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices*, **62**, 203-211, (2001).

4. Bazzan, Marco, Sada, *Applied Physics Reviews*, **2**, (2015).

МЕТОДЫ ПОДАВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРАХ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Варламов А.В.*,**, Плотников М. Ю.***, Алейник А. С.***, Агрузов П.М.*, Ильичев И.В.*, Власов А.А.***, Шамрай А.В.*,**,***

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

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

*** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы процессы возбуждения и воздействия акустических колебаний на оптические сигналы в интегральных электрооптических модуляторах на подложках ниобата лития. Определены резонансные частоты возбуждения колебательных мод подложки. На основе этих данных предложены методы подавления резонансных акустических колебаний в данных модуляторах. Рассмотрены преимущества и недостатки каждого из методов.

Введение

Интегрально-оптические модуляторы на подложках ниобата лития широко используются в оптических телекоммуникациях [1]. Возбуждение акустических колебаний и их влияние на оптические сигналы в таких системах пренебрежимо мало и лежит вне высокочастотного диапазона (>10 ГГц) передаваемых цифровых сигналов. Однако в последнее время значительно возрос интерес к волоконно-оптическим системам с аналоговыми оптическими сигналами и аналоговой модуляцией. Это системы опроса и предварительной обработки сигналов волоконно-оптических датчиков [2] и радиофотонные системы генерации, передачи и обработки аналоговых СВЧ сигналов [3, 4]. Здесь акустические воздействия даже на относительно низких частотах до 1 ГГц могут приводить к значительному росту шумов и возникновению паразитных сигналов-артефактов. Ниобат лития обладает целым набором эффектов [5]: электрооптический, акустооптический, пьезоэлектрический, фотоупругий, нелинейные оптические эффекты, что открывает различные возможности сложного нелинейного взаимодействия оптического сигнала и акустических колебаний.

В работе исследуется низкочастотный интегрально-оптический модулятор для волоконно-оптического гироскопа (Рис. 1), представляющий собой волноводный оптический делитель и два фазовых модулятора, работающие в противофазе.

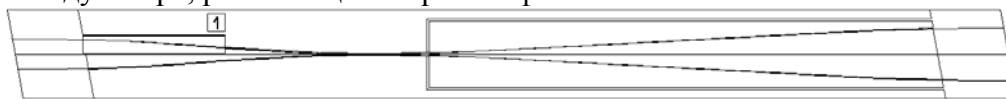


Рис. 1. Интегрально-оптический модулятор для волоконно-оптического гироскопа

Было показано, что в диапазоне частот до 1 МГц, характерном для работы модуляторов в составе систем обработки сигналов волоконно-оптических датчиков, происходит эффективное возбуждение акустических колебаний, которое носит резонансный характер [6]. Резонансные частоты согласуются с собственными акустическими модами кристаллической подложки модулятора, что подтверждается результатами математического моделирования. Данные резонансы оказывают существенное влияние на оптический сигнал. Влияние оказывается как за счет изменения электрических, так и за счет изменения оптических характеристик модулятора. Также были определены пространственные структуры резонансных акустических колебаний в модуляторах с помощью адаптивной интерферометрии и фотоприемника на основе нестационарной фотоЭДС.

Методы подавления резонансных акустических колебаний

1) Жесткая фиксация модулятора путем полного или частичного нанесения клеевых составов.

Модулятор жестко фиксировался на подложке с помощью клеевого состава и (или) осуществлялась полная заливка модулятора клеевым составом.

Исследование акустических резонансов осуществлялось электрическим методом – путем измерения уровня мощности отраженного от модулятора сигнала. Соответствующие АЧХ представлены на Рис. 2.

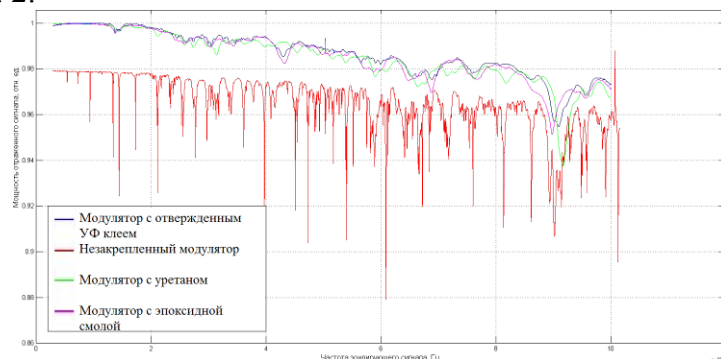


Рис. 2. АЧХ мощности отраженного от модулятора сигнала в зависимости от клеевого состава, используемого для фиксации модулятора

Плюсы метода: эффективность подавления резонансных акустических колебаний; относительная простота осуществления.

Минусы метода: непредсказуемое поведение некоторых клеевых составов с течением времени; ухудшение термоциклических свойств модулятора.

2) Добавление дополнительных электродов, подавляющих возникновение резонансных акустических колебаний

На модулятор наносятся дополнительные электроды, создающие колебание в противофазе к исходному. На Рис. 3 показаны АЧХ, демонстрирующие эффект от нанесения дополнительных электродов. АЧХ были получены с помощью компьютерного моделирования посредством расчета проводимости.

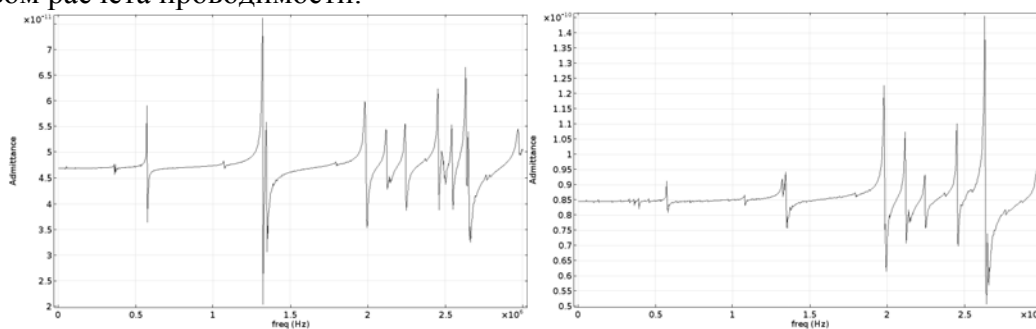


Рис. 3. АЧХ до (слева) и после (справа) нанесения дополнительных электродов (подавление резонансов в низкочастотной области) полученные с помощью компьютерного моделирования

Плюсы метода: высокая эффективность подавления акустических резонансов при точном расположении дополнительных электродов; простота осуществления при изготовлении серийно.

Минусы метода: метод является очень узкополосным, в связи с этим возможно эффективное подавление только одного-двух резонансов; вне области подавления, напротив, происходит усиление резонансов.

3) Изменение формы подложки модулятора

Акустические резонансы в модуляторе возникают на частотах, при которых ширина модулятора кратна длине стоячей акустической волны. Была предложена конфигурация с расходящимися под углом 6° волноводами фазовых модуляторов и подложкой со скошенными боковыми гранями так, чтобы исключить возникновение резонансов, при которых межэлектродные зазоры попадают в пучности стоячей акустической волны (Рис. 4).



Рис. 4. Модулятор с вырезом

АЧХ, полученные с помощью компьютерного моделирования посредством расчета проводимости до и после осуществления вырезов показаны на Рис. 5.

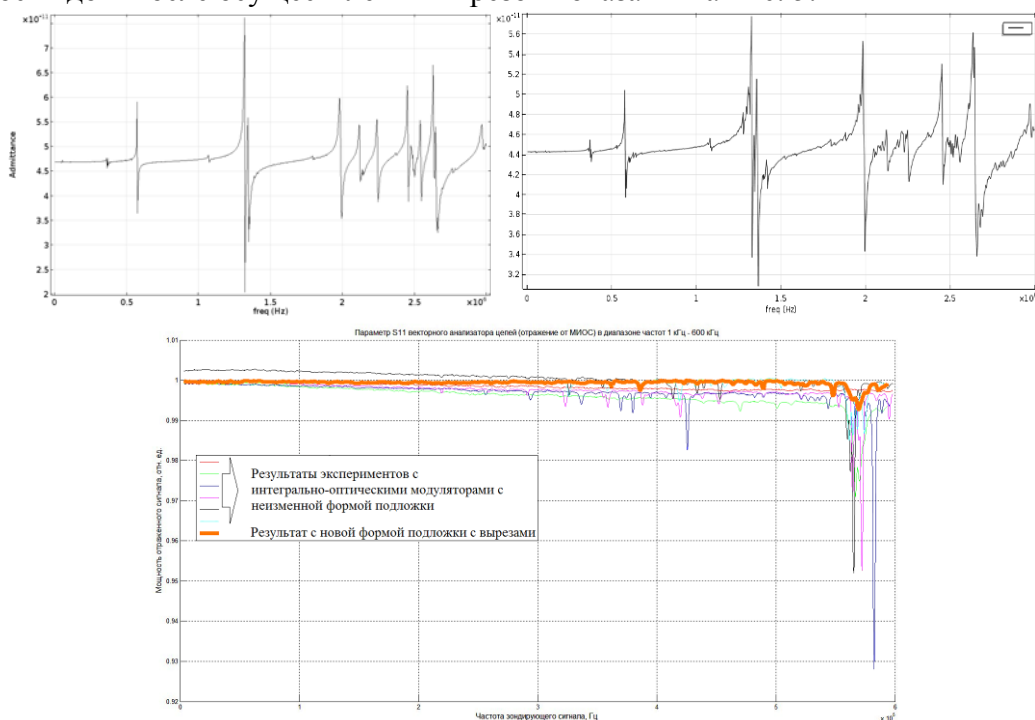


Рис. 5. АЧХ до (слева) и после (справа) осуществления вырезов, полученные с помощью компьютерного моделирования (вверху) и полученные в ходе эксперимента с интегрально-оптическим модулятором с новой формой подложки (внизу; график, выполненный жирной линией)

Видно существенное уменьшение амплитуд акустических резонансов.

Плюсы метода: эффективное подавление резонансных акустических колебаний в широком диапазоне частот (особенно в низкочастотной области).

Минусы метода: относительная сложность осуществления (особенно серийно); увеличение хрупкости модулятора; меньшая эффективность по сравнению с другими методами.

Вывод

Определены резонансные частоты возбуждения колебательных мод подложки. Исходя из этих данных предложены методы подавления резонансных акустических колебаний в модуляторах из ниобата лития. Представлены результаты экспериментальных проверок этих методов и результаты компьютерного моделирования. Подавление акустических резонансов возможно с высокой эффективностью.

1. Ed. A. Chen., E.J. Murphy, *Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications*, 3-31, (2012).

2. C. K. Kirkendall, and A. Dandridge, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **37**, №18, R197-R216, (2004).

3. V. J. Urick, Keith J. Williams, Jason D. McKinney, *Fundamentals of Microwave Photonics. First edition.*, (2015).

4. C. H. Cox, III, *Analog optical link: Theory and practice*, 8-12, (2004).

5. M Bazzan, C. Sada, *Applied Physics Reviews*, **2**, №4, 040603, (2015).

6. Варламов А.В., Агрузов П.М., Ильичев И.В., Шамрай А.В., *Сборник трудов IX Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2016»*, 139-141, (2016).

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ МИКРОСКАНИРОВАНИЕ СВЕТОВЫМ ПУЧКОМ В НЖК ЯЧЕЙКАХ

Рушнова И.И., Мельникова Е.А.

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Проанализированы особенности распространения линейно поляризованных световых пучков через границу раздела двух областей нематического жидкого кристалла (НЖК) с ортогональными ориентациями директора ЖК молекул. Экспериментально продемонстрирована возможность управления траекторией отраженного от границы раздела излучения внешним электрическим полем.

В настоящее время область использования жидких кристаллов выходит далеко за рамки их традиционного применения в дисплейных технологиях. На основе ЖК многочисленно производятся системы отображения информации, оптические переключатели, пространственно-временные модуляторы света, дифракционные элементы [1]; разработаны и изготовлены новые ЖК интегральные компоненты со сложной оптической анизотропией для использования в волоконно-оптических линиях связи, а также в устройствах обработки и передачи информации (компактные оптоэлектронные переключатели световых потоков, волноводы, делители, сумматоры и др.) [2].

Данная работа посвящена разработке и созданию ЖК устройств, осуществляющих электрическое управление траекторией распространения света. Такие устройства работают на эффекте полного внутреннего отражения (ПВО) от рефрактивной границы раздела двух областей НЖК, положение которой можно контролировать посредством внешнего электрического поля.

Схема разработанного и исследуемого электрически управляемого ЖК элемента представляет собой ячейку типа сэндвич с толщиной ЖК слоя $d=20$ мкм. Начальная планарная ориентация директора \mathbf{n} в ячейке задавалась при помощи технологии механического натирания фотополимерного покрытия. В работе использовался нематический жидкий кристалл с показателем преломления для необыкновенной волны $n_e = 1,69$ и обыкновенной – $n_o = 1,53$. Отличительной особенностью данного ЖК элемента является наличие электропроводящего покрытия только на половине нижней стеклянной подложки, что дает возможность создания двух областей в ЖК слое с взаимно ортогональной ориентацией директора. При подаче внешнего электрического поля на ячейку в половине объема ЖК, где на нижней подложке напылен хром, происходит переориентация ЖК молекул из планарного положения в гомеотропное в результате перехода Фредерикса [3], в то время как в смежной области электропроводящий слой отсутствует и, как следствие, ориентация директора ЖК молекул остается исходной планарной.

Области с планарной и гомеотропной ориентацией директора (см. Рис. 1) формируют границу раздела, и характеризуются показателями преломления, зависящими от поляризации падающего на элемент излучения. При введении вертикально (\mathbf{E}_\perp) поляризованной компоненты излучения в ЖК ячейку со стороны гомеотропной ориентации директора, возбуждается необыкновенная световая волна с показателем преломления n_e , в смежной области возбуждается обыкновенная волна с показателем преломления n_o . При падении излучения на границу под углом, превышающим критический угол ПВО, вертикально поляризованная компонента полностью отразится от границы, оставаясь в области с гомеотропной ориентацией, как показано на Рис. 1. Для горизонтально (\mathbf{E}_\parallel) поляризованной компоненты условия ПВО не выполняются (Рис. 1).

Сфокусированное при помощи 10X микрообъектива вертикально поляризованное излучение гелий-неонового лазера с мощностью светового потока $P=100$ мкВт вводилось в торец электрически контролируемого ЖК элемента под углом к границе $\varphi=7,5^\circ$. При помощи генератора прямоугольных импульсов и усилительного блока на ЖК ячейку подавалось напряжение с амплитудой до 30 В. Картина распространения лазерного излучения при трех амплитудах напряжения ($U=10$ В, $U=20$ В, $U=30$ В), полученная путем слияния трех фотографий, представлена на Рис. 2. Белой пунктирной линией на экспериментальной

фотографии отмечена граница стравленного непрозрачного электропроводящего слоя. С увеличением амплитуды прикладываемого к ячейке напряжения происходит линейное смещение границы ортогональных ориентаций директора в область ячейки без электрода, что обуславливается выходом силовых линий напряженности электромагнитного поля за границу непрозрачного электрода. Вертикально поляризационная волна с ростом напряжения проходит все большее расстояние до границы двух ориентаций директора, где затем испытывает ПВО. Как следствие, наблюдается сдвиг точки отражения вертикально поляризованной волны. Смещение рефрактивной границы под действием напряжения сопровождается изменением траектории отраженного излучения. Выбирая величину приложенного напряжения к ЖК ячейке можно осуществлять сдвиг отраженного луча в область ячейки без электрода на величину порядка 200 мкм.

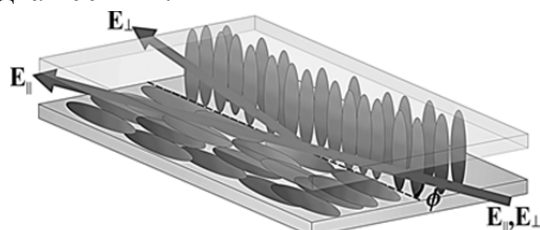


Рис. 1. Схема распространения света в ЖК ячейке

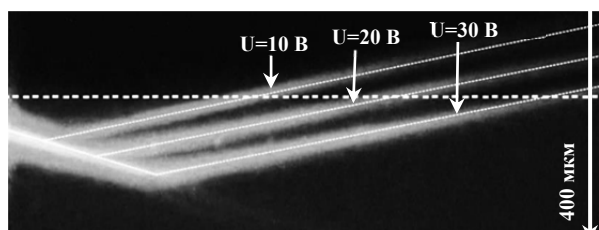


Рис. 2. Электрически управляемое распространение лазерного излучения в ЖК ячейке

Изготовление электрически управляемых ЖК элементов с фрагментарным электропроводящим слоем в форме дуги позволяет осуществлять не только смещение отраженной волны в прозрачную половину ячейки с ростом напряжения, но и отклонение отраженной компоненты излучения на заданный угол. Прикладывая к такому образцу напряжение, в жидкокристаллическом слое будет формироваться новая, смещенная в прозрачную область, граница ортогональных ориентаций директора, повторяющая форму дуги. В таком случае, по мере формирования новой границы с ростом напряжения, угол падения светового луча на электрически индуцированную границу сохраняться не будет. Тогда, отраженная волна, смещаясь в область ячейки без электрода, будет менять и угловое направление распространения.

Таким образом, в данной работе были изготовлены и исследованы ЖК элементы с управляемой границей раздела двух ЖК областей с ортогональными ориентациями директора. Экспериментально исследован эффект полного внутреннего отражения линейно поляризованного лазерного излучения от электрически контролируемой рефрактивной границы и пространственное смещение траектории лазерного излучения с ростом амплитуды внешнего электрического поля. Изготовленные ЖК элементы позволяют осуществлять пространственно-угловое микросканирование световым пучком при помощи внешних электрических полей.

1. E.A. Melnikova, A.L. Tolstik, I.I. Rushnova, O.S. Kabanova, A.A. Muravsky, Electrically controlled spatial-polarization switch based on patterned photoalignment of nematic liquid crystals. *Appl. Opt.* **55**, 6491–6495, 2016.

2. O.S. Kabanova, E.A. Melnikova, I.I. Olenskaya, and A.L. Tolstik, Electrically controlled waveguide liquid-crystal elements. *Tech. Phys. Lett.* **40**, 598–600, 2014.

3. М.Г. Томилин, Г.Е. Невская, Фотоника жидких кристаллов. Издательство Политехнического университета, Санкт-Петербург, 2011.

ОСОБЕННОСТИ ПРОИЗВОДСТВА ЭЛЕМЕНОВ СВЯЗИ С ОПТИЧЕСКИМИ МИКРОРЕЗОНАТОРАМИ

Миньков К.Н.**, Иванов А.Д.*, Самойленко А.А.*,
Ружицкая Д.Д.***

*Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия

**Московский институт электроники и математики. Национальный исследовательский университет высшей школы экономики, Москва, Россия

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

В работе рассмотрен процесс производства системы связи в виде растянутого оптического волокна. Представлена схема установки по вытяжению, а также рассмотрены аспекты стабильности связи с оптическими микрорезонаторами.

В настоящее время известно несколько способов связи с оптическими микрорезонаторами с модами типа шепчущей галереи [1-4]. Эффективные способы ввода и вывода излучения основаны на связи через выпадающее поле. Наиболее распространенными и гибкими элементами связи являются призма и растянутое волокно (РВ). При этом наименьшими потерями при возбуждении мод шепчущей обладает РВ [5].

Производство РВ с различной геометрией перетяжки и адиабатическим переходом является актуальной проблемой. Способ производства такого элемента связи основан на нагреве одномодового оптического волокна и его дальнейшем продольном растяжении. Основными проблемами, связанными с производством РВ, являются: ухудшение качества поверхности волокна и уменьшение коэффициента пропускания; обрыв волокна при чрезмерном утончении заготовки; нарушение адиабатического перехода, а также несоответствие геометрических размеров области перетяжки. Для преодоления данных недостатков предлагается использовать модернизированную установку с использованием датчика натяжения волокна. Мониторинг параметров натяжения и температуры нагрева позволяет оптимизировать режим вытягивания и сократить количество брака. Данная установка приведена на рисунке.

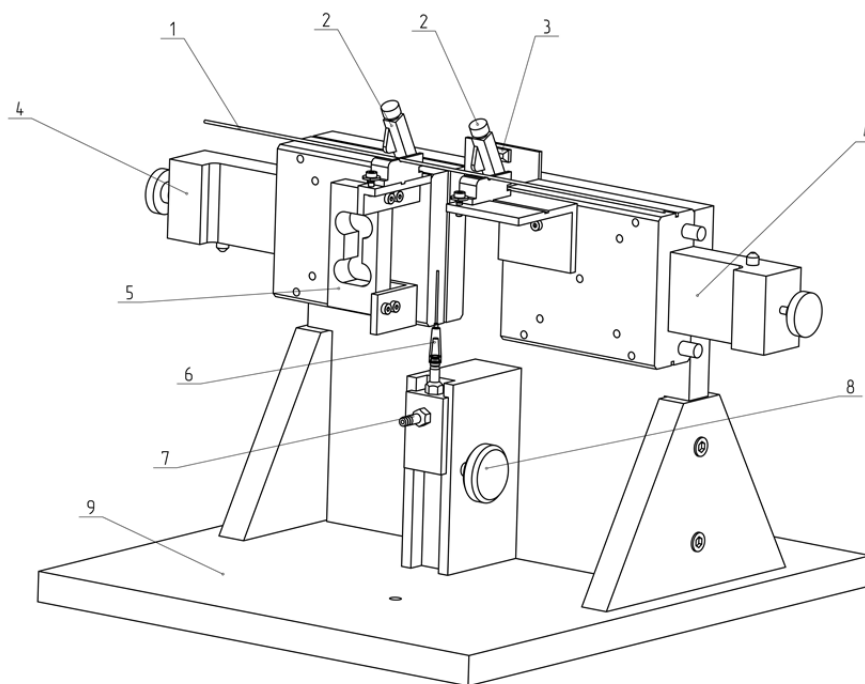


Рисунок. Внешний вид установки по производству растянутого волокна

Заготовка в виде одномодового оптического волокна (1) фиксируется в зажимных опорах с регулируемым усилием (2), которые закреплены на подвижках (4). Напротив области нагрева установлен датчик температуры (3). Одна из зажимных опор соединена с датчиком силы (5). Нагрев производится при помощи кислородно-водородной горелки, подключенной через штуцер (7). Установка размещена на массивном основании (9). Для изготовления различных длин перетяжки РВ могут использоваться различные сменные сопла (6).

Измерения профиля растянутой части показали, что диаметр волокна уменьшается по закону близкому к экспоненциальному. Коэффициент пропускания таких РВ порядка 98 %. Важно подчеркнуть, что стабильная связь с микрорезонаторами возможна при постоянном зазоре между элементом связи, который составляет порядка длины волны. Таким образом, для минимизации влияния колебаний окружающей среды и сил накопленного электрического заряда необходимо минимизировать длину перетяжки, обеспечив таким образом механическую прочность РВ.

Таким образом может решаться задача производства системы связи с оптическими резонаторами, которые, в свою очередь, являются перспективными элементами фотоники.

1. D.C. Aveline, L.M. Baumgartel, G. Lin, Yu. Nan, Whispering gallery mode resonators augmented with engraved diffraction gratings, *Opt. Lett.*, **38**, №3, 284-286 (2013)

2. J.P. Barton, Effects of surface perturbations on the quality and the focused-beam excitation of microsphere resonance, *J. Opt. Soc. Am.*, **16**, №8, 1974-1980 (1999)

3. V.S. Ilchenko, X.S. Yao, L. Maleki, Pigtailling the high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes, *Opt. Lett.*, **24**, №11, 723-725 (1999)

4. M.L. Gorodetsky, V.S. Ilchenko, High-Q Optical Whispering-Gallery Microresonators – Precession Approach for Spherical Mode Analysis and Emission Patterns with Prism Couplers, *Optics Communications*, №113, 133-143 (1994)

5. S.M. Spillane, T.J. Kippenberg, O.J. Painter, K.J. Vahala, Ideality in a fiber-taper-coupled microresonator system for application to cavity quantum electrodynamics, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, №4, 1-4 (2003)

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО СЕНСОРА

Иванов А.Д.*, Миньков К.Н.***, Самойленко А.А.*,

Ружицкая Д.Д.***

*Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия

**Московский институт электроники и математики. Национальный исследовательский университет высшей школы экономики, Москва, Россия

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

В докладе рассматриваются аспекты влияния объема моды и локализации поля в оптических микрорезонаторах на чувствительность к воздействию наночастиц, адсорбированных на их поверхности. Представлены экспериментальные результаты градуировки высокочувствительного сенсора.

Микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (ММШГ) обладают высокой добротностью и являются перспективными элементами фотоники. Взаимодействие мод с окружающей средой в непосредственной близости к поверхности ММШГ позволяет детектировать локальные оптические неоднородности, в том числе наночастицы и единичные молекулы посредством изменения собственного спектра ММШГ [1, 2]. В процессе рассеяния поля на поверхностных неоднородностях спектр ММШГ изменяется, что проявляется в сдвиге резонансной частоты, образовании дублетных мод и уширении резонансного пика. Чувствительность преобразователя на основе ММШГ в значительной мере зависит от добротности Q такого резонатора. Кроме того, важным параметром для задач детектирования является объем рабочей моды V . Так, используя метод уширения моды, можно видеть, что для каждой частицы, помещенной на поверхность ММШГ, вклад в рассеяние моды зависит от пространственной локализации моды. Данное обстоятельство объясняется тем, что для моды с меньшим объемом на каждую частицу приходится значительная часть потерь энергии. Таким образом, локализация поля в значительной мере определяет пространственную область взаимодействия и относительную потерю энергии. В общем случае эффективный объем моды равен [3]:

$$V_{eff} = \frac{\int \varepsilon |\vec{e}(\vec{r})|^2 dV}{\max(\varepsilon |\vec{e}(\vec{r})|^2)} \quad (1)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость среды; $\vec{e}(\vec{r})$ – вектор распределения электрического поля.

В данной работе проведены экспериментальные исследования по оценке влияния объема моды V_{eff} на чувствительность сенсора при осаждении на его поверхность диспергированных наночастиц TiO_2 . В процессе экспериментов использовались шары из плавленого кварца, полученные методом термообработки одномодового оптического волокна. Небольшой разброс в форме и диаметре таких ММШГ давал различные значения объема моды. Количественная оценка локализации поля проводилась при помощи фиксации ширины светящегося пояса на ММШГ. Данные экземпляры ММШГ помещались в камеру, где одинаковым образом создавался аэрозоль из частиц размерами 100 нм. На рисунке приведена градуировочная прямая, представляющая собой отклик спектральных характеристик ММШГ на адсорбцию определенной концентрации наночастиц вблизи поверхности ММШГ.

Из рисунка видно, что относительные потери энергии в единицу времени, которые характеризуются уширением резонансного пика моды, тем больше, чем уже пояс ММШГ.

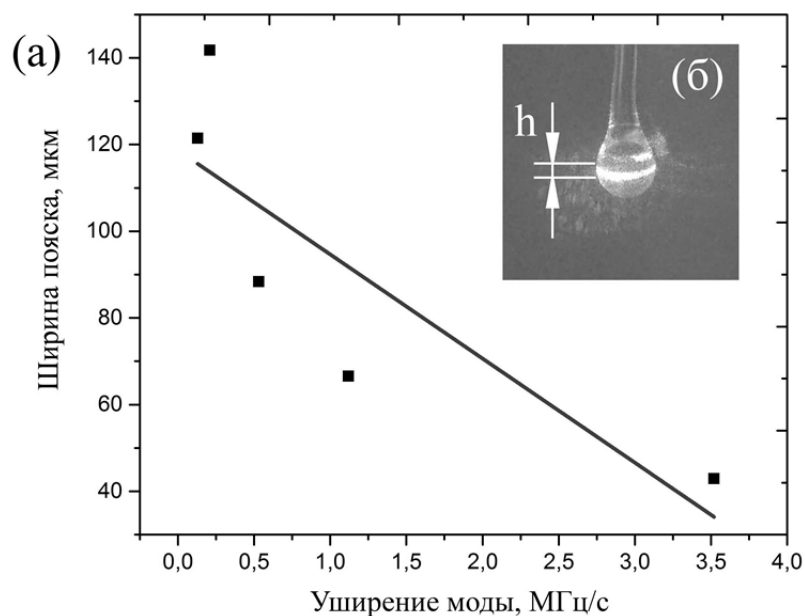


Рисунок. Зависимость скорости уширения моды от пространственной локализации поля (а), внешний вид ММШГ с пояском шириной h

Таким образом, при использовании сферических ММШГ объем моды непосредственно влияет на пространственное взаимодействие поля шепчущей галереи с окружающей средой. Показано, что для измерения низких концентраций наночастиц для большей чувствительности необходимо использовать ММШГ с высокой локализацией поля.

1. M. R. Foreman, J.D. Swaim, F. Vollmer, Whispering gallery mode sensors, *Advances in Optics and Photonics*, **7**, № 2, 168-240 (2015).
2. G.C Righini., S. Soria, Biosensing by WGM Microspherical Resonators, *Sensors*, **905**, №16, P. 25 (2016)
3. М.Л. Городецкий, Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью, 416 (2011).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОДНОФОТОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ СПОНТАННОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ

Миньков К.Н.**, Самойленко А.А.*, Ружицкая Д.Д.***,
Демин А.В.*, Левин Г.Г.*

*Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия

**Московский институт электроники и математики. Национальный исследовательский университет высшей школы экономики, Москва, Россия

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

В докладе даётся описание схемы квантовой калибровки чувствительности детекторов единичных фотонов. Рассмотрены способ получения коррелированных пар фотонов методом спонтанного параметрического рассеяния, а также виды детекторов единичных фотонов. Приведено описание созданной экспериментальной установки для генерации единичных фотонов методом СПР и их детектирования.

Измерение спектральной плотности оптического излучения в начале прошлого века положило начало квантовой эпохе в физике, однако до сих пор квантовые методы не нашли повсеместного применения. В связи с этим необходимо наращивать использование квантовых методов, в том числе и в такой важной области как измерение абсолютной квантовой эффективности фотодетекторов. На Рис. 1 приведена схема двухканального метода измерения эффективности фотодетекторов, который описан в работе [1].

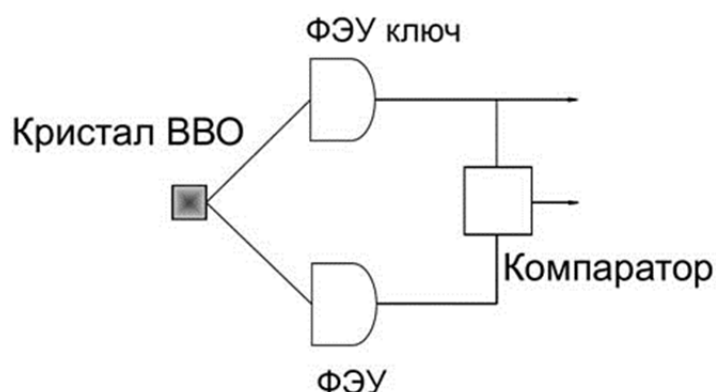


Рис. 1. Схема двухканального метода измерения квантовой эффективности фотодетекторов: нелинейный кристалл β -ВВО, вырезанный под первый тип неколлинеарного синхронизма, SiФЭУ, компаратор

Для реализации такой измерительной схемы необходим источник пары коррелированных фотонов. При этом, эффективность фотодетекторов определяется по соотношению числа событий, когда оба детектора зарегистрировали фотоны одновременно и когда один из детекторов зарегистрировал фотон, а другой — нет.

Известно, что в кристаллах обладающих нелинейными оптическими характеристиками происходит спонтанный распад фотонов накачки на пару коррелированных фотонов, которые называются сигнальным и холостым.

Указанное явление определяется законами сохранения энергии и импульса:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i,$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i,$$

(1)

где $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ и k_p, k_s, k_i – соответственно частоты и волновые вектора накачки, сигнальной и холостой волн.

Это явление получило название спонтанного параметрического рассеяния (СПР). Этот процесс производства пар был предсказан теоретически Louisell и др. в 1961 году, и его использование в качестве источника неклассического света впервые было предложено Зельдовичем Б.Я. и Клышко Д.Н. в 1969 году [2]. При прохождении когерентного лазерного излучения через нелинейный кристалл фотоны приобретают малую, но конечную вероятность распасться на два фотона, которые коррелированы по месту и времени появления.

Для реализации вышеупомянутой схемы необходимо подобрать детекторы единичных фотонов. Детекторы фотонов бывают двух видов: с усилением заряда и без усиления заряда.

Характерным представителем первой группы являются $r-i-n$ детекторы, обладают существенными недостатками. Для их применения используется усилитель, в результате при помощи таких детекторов нельзя детектировать сигнал длительностью меньше 1 мкс.

У детекторов второй группы внутренне усиление происходит, как правило, за счет ударной ионизации носителей заряда в сильных электрических полях [3].

Широко известный представитель данного типа детекторов это лавинные фотодиоды. Однако обычные лавинные фотодиоды из-за флуктуаций коэффициента умножения, не позволяют зарегистрировать менее 20-50 фотонов, также нельзя увеличить коэффициент умножения до 10^4 [4].

Следующим шагом в развитии детекторов было появление структур типа металл-диэлектрик-полупроводник. Для данной реализации детектора необходима подача импульсного напряжения смещения, еще одним недостатком является деградация характеристик от временем.

Эти проблемы были решены в структурах металл-резистивный слой-полупроводник. В результате обеспечения высокой проводимости резистивного слоя, встроенный заряд на границе раздела слоев перестал накапливаться.

Другим направлением развития детекторов единичных фотонов, является создание детекторов на основе $p-n$ переходов работающих в режиме гейгеровского разряда, такие детекторы получили название SPAD (Single Photon Avalanche Diode). Эффективность регистрации единичных фотонов достигает 80 %. Фотон запускает развитие гейгеровского разряда, который гасится при помощи внешнего резистора или при помощи электронной схемы гашения. Этот детектор имеет два недостатка: фиксированная амплитуда сигнала на выходе из детектора, другим недостатком детектора является нечувствительность его к внешнему срабатыванию в период после прихода фотона и до момента восстановления [5].

Эти недостатки устранены в SiФЭУ. SiФЭУ представляет собой приемник на основе упорядоченного набора $p-n$ переходов на общей подложке.

В установке используется лазер накачки с длиной волны 405 нм; кристалл ВВО размер $5 \times 5 \times 5$ мм³, $\text{Th} = 35$, $\text{Ph} = 0$; SiФЭУ. Была создана установка для отработки метода измерения квантовой эффективности фотодетекторов. Оптическая схема установки приведена на Рис. 2.

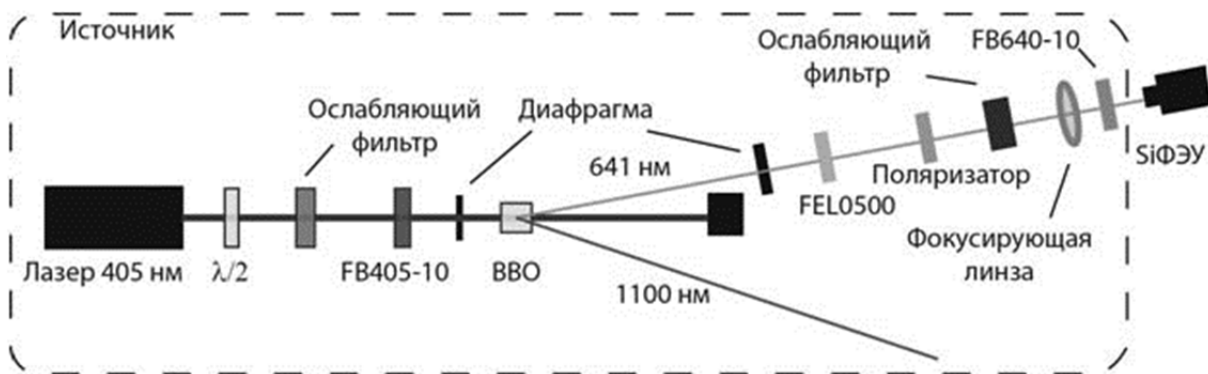


Рис. 2. Схема экспериментального образца источника одиночных фотонов: $\lambda/2$ — полуволновая пластинка; ВВО — Нелинейный кристалл β -ВВО, вырезанный под первый тип неколлинеарного синхронизма; FB405-10, FEL0500 и FB640-10 – оптические интерференционные фильтры; SiФЭУ

Проведённые измерения показали, что созданная установка позволяет создавать методом СПР единичные фотоны, а разработанная измерительная схема позволяет их регистрировать. В дальнейшем предполагается создать вторую измерительную схему, которая позволит реализовать абсолютный квантовый метод калибровки детекторов единичных фотонов.

1. Клышко Д. Н., Пенин А.Н., Перспективы квантовой фотометрии, *Успехи физических наук*, **152**, в. 4, (1987)
2. Клышко Д.Н., Когерентный распад фотонов в нелинейной среде, *Письма в ЖТФ*, **6**, В.1, с. 490-492.
3. Кремниевый фотоэлектронный умножитель С. Клемин, Ю.Кузнецов*, Л.Филатов*, Ж.Бужан, Б.Долгошеин, А.Ильин, Е.Попова Новые возможности
4. Кашеваров В.Л., Павлюченко Л.Н, Сокол Г.А. Кремниевые детекторы с внутренним усилением. – Препринт ФИАН, (1994)
5. Bondarenko G.; Dolgoshein B.; Golovin V. et al., Limited Geiger-mode silicon photodiode with very high gain, *Nuclear Physics B, Proceedings Supplements*, Supplement 2, **61**, 347–352 (1998)

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФФЕКТА В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Сюй А.В., Прокопив Н.Н., Габаин А.А.*, Теплякова Н.А.*, Сидоров Н.В.*,
Палатников М.Н.*

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

*Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В.
Тананаева Кольского научного центра Российской академии наук, Апатиты,
Россия

Рассматривается устройство, которое позволяет определять изменение показателя преломления электрооптического кристалла в течение облучения, а также определять фотоэлектрические поля, создаваемые в таком кристалле.

Электрооптические кристаллы, например ниобат лития, широко применяются для различных целей голографической записи информации и оптических процессов усиления сигнала, а также телекоммуникационных технологиях для передачи информации [1]. Разработка методов экспериментальной оценки фотоэлектрических полей в кристалле является важной задачей для создания новых материалов на основе монокристалла ниобата лития с заданными структурными и фоторефрактивными характеристиками для генерации и преобразования лазерного излучения, записи, хранения и передачи информации, а также для обработки промышленных технологий выращивания монокристаллов.

Существуют различные способы определения электрооптических параметров кристаллов. Подавляющее большинство методов работает в стационарном режиме. Мы предлагаем устройство, которое может работать в динамическом режиме, т.е. определять электрооптические характеристики кристалла, такие как фотоэлектрические поля, изменение показателя преломления кристалла, в процессе облучения.

Устройство предназначено для исследования интерференционно-поляризационным методом кинетических зависимостей фоторефрактивного эффекта (ФРЭ) и фотоэлектрических полей (фотовольтаического и диффузионного) в электрооптических кристаллах. Схема эксперимента представлена на Рис. По одной оптической ветви распространяется основное излучение (мощное), а по второй ветви с помощью стеклянной пластинки, системы зеркал, рассеивателя и линз отводится вторичное излучение (слабое) с широкоапертурным пучком (Рис.). Во второй оптической ветви (Рис.) направления пропускания поляризатора и анализатора взаимно перпендикулярны и составляют угол 45° с главным сечением кристалла. На полупрозрачном экране 12 с помощью цифровой видеокамеры 13 фиксируются интерферограммы с течением времени облучения. Одновременно с этим ведется запись фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) на экране 14 (первая оптическая ветвь, Рис.) е-типа, преимущественно развивающегося в плоскости главного сечения кристалла.

По параметрам ФИРС (углу рассеянного излучения $\theta = \pm 25^\circ$ и соответствующей интенсивности) в соответствии с описанной методикой в работе [2] определяются фотовольтаическое и диффузионные поля в кристалле, но не в статическом режиме, а в зависимости от времени облучения. Также в зависимости от времени облучения по интерферограммам определяется ФРЭ (наведенное двулучепреломление). В течение облучения основным излучением за счет электрооптического эффекта в кристалле изменяется показатель преломления. Изменение показателя преломления визуально наблюдается по интерферограммам во второй оптической ветви в виде интерференционных замкнутых линий в форме вложенных друг в друга эллипсов. Появление в границах кристалла каждой замкнутой линии означает, что фаза между интерферирующими лучами (обыкновенный и необыкновенный) изменилась на 2π .

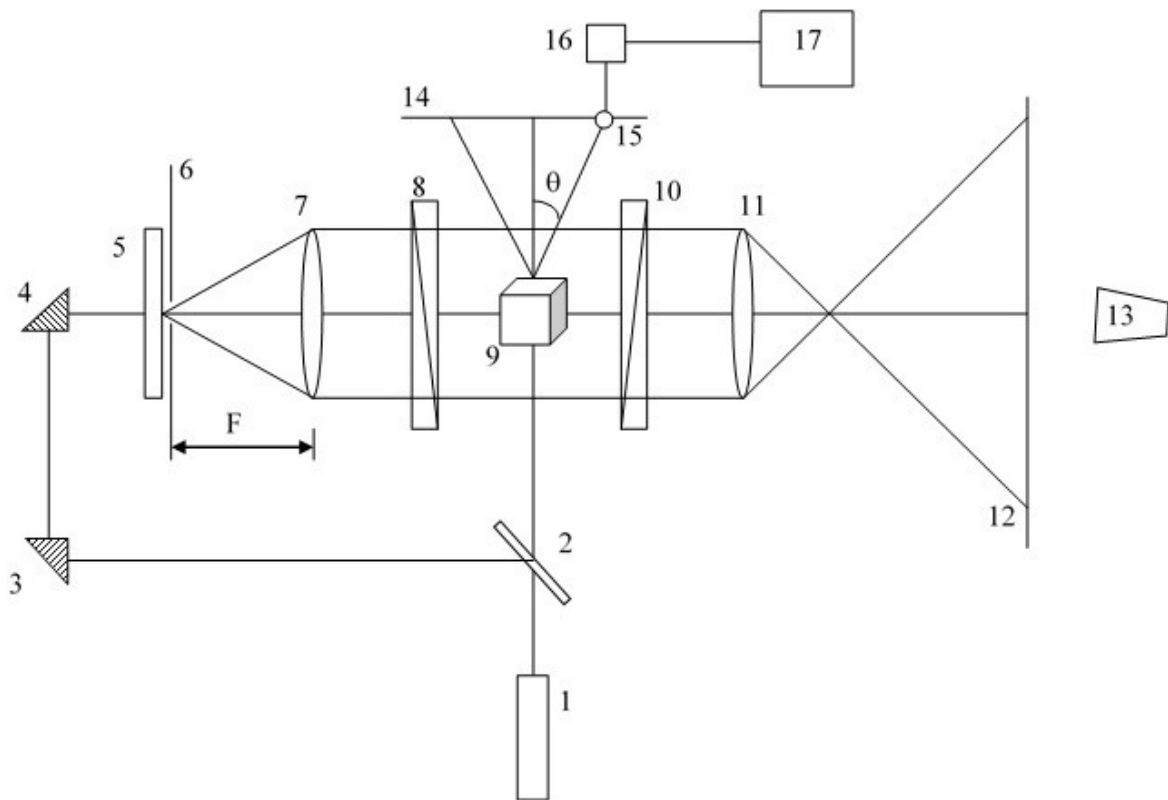


Рисунок. Схема экспериментальной установки для определения кинетических зависимостей фоторефрактивного эффекта в электрооптических кристаллах
 1 – лазер; 2 – стеклянная пластинка; 3, 4 – зеркала; 5 – рассеиватель; 6 – диафрагма;
 7, 11 – линзы; 8 – поляризатор; 9 – кристалл; 10 – анализатор; 12, 14 – полупрозрачный экран; 13 – цифровая видеокамера; 15 – фотодиод; 16 – мультиметр; 17 – компьютер

Исходя из известного соотношения между набегом фазы $\Delta\varphi$ и двулучепреломлением $\Delta\varphi=2\pi d\Delta n/\lambda$, где d – длина кристалла вдоль распространения света, λ – длина волны излучения, определяется наведенное двулучепреломление Δn (величина ФРЭ). Для сравнения кинетических зависимостей величина ФРЭ определяется из соотношения [3]: $\Delta n = 0.5(n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33})E$, где n_0 – обыкновенный показатель преломления кристалла; n_e – необыкновенный показатель преломления кристалла; r_{13} , r_{33} – электрооптические коэффициенты; E – фотовольтаическое поле.

Преимущество предложенной схемы заключается в одновременной записи параметров ФИРС, интерферограмм и сравнительном анализе определяемых величин ФРЭ. Экспериментальные результаты показывают, что кинетическая зависимость фотовольтаического поля коррелирует с кинетической зависимостью ФРЭ.

Технические характеристики устройства: рабочий диапазон длин волн ограничивается спектром поглощения кристалла; рабочая апертура 50 мм; погрешность определения $\Delta n = \pm 1 \cdot 10^{-6}$.

1. P. Guenter, J.-P. Huignard., *Photorefractive Materials and Their Applications 3*, 365, (2007).
2. M. Goukov, M. Imlau, Th. Woike, *Phys. Rev. B*, **77**, 235110, (2008).
3. Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин, *Методы модуляции и сканирования света*. М.: Наука, 296, (1970).

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЛИ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В СВЕТЛЫХ НЕФТЕПРОДУКТАХ

Фаттахова М.В., Пеньковский А.И., Николаев В.Ф.*

АО «Швабе – Технологическая лаборатория», Казань, Россия

*ИОФХ им. А.Е. Арбузова КазНЦ РАН, Казань, Россия

В данной работе представлен способ экспрессной оценки доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах на основе эффекта Фарадея, а также устройство для его реализации.

Потребительские свойства нефтепродуктов во многом зависят от ароматических углеводородов, входящих в состав углеводородных смесей. Поэтому оценка их доли в таких нефтепродуктах как, например, моторные топлива, на сегодняшний момент является актуальной задачей.

Долю ароматических углеводородов, например, в бензинах обычно определяют газохроматографическим методом [1]. Для этого требуется много времени и дорогостоящее оборудование.

Для определения суммарного содержания ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах известен магнитооптический метод [2,3]. Суть данного метода состоит в том, что через нефтепродукт пропускают поляризованный свет и одновременно воздействуют на него поперечным постоянным магнитным полем, то есть полем, вектор напряженности которого перпендикулярен направлению распространения света. В результате образец нефтепродукта приобретает свойства одноосного кристалла с осью симметрии, совпадающей с направлением вектора напряженности магнитного поля (Эффект Коттона-Мутона). Существенным недостатком данного способа определения суммарного содержания ароматических углеводородов в нефтяных фракциях и светлых нефтепродуктах по патенту РФ №2163717 является малая величина эффекта Коттона-Мутона, то есть для реализации способа требуется большая напряженность магнитного поля \vec{H} , что ведёт к использованию громоздких постоянных магнитов. Применение постоянных электромагнитов требует громоздкие обмотки и мощные выпрямители, а также сглаживающие фильтры. Это является основной трудностью при создании портативных устройств для экспрессных измерений доли ароматических составляющих в светлых нефтепродуктах.

В данной работе были проведены исследования с целью поиска и реализации нового способа измерений доли ароматических составляющих в светлых нефтепродуктах, который отличался бы экспрессностью. В результате проведенной работы был реализован способ определения доли ароматических составляющих в светлых нефтепродуктах, при котором на нефтепродукт воздействуют продольным магнитным полем, вектор напряжённости \vec{H} которого направлен вдоль распространения линейно поляризованного света.

Суть метода заключается в следующем: через нефтепродукт свет пропускают в прямом и обратном направлениях чётное число раз и регистрируют угол поворота плоскости поляризации света α_x (эффект Фарадея), затем сравнивают его с известной величиной угла поворота плоскости поляризации химически чистого ароматического углеводорода, например, толуола $\alpha_{\text{тол}}$, измеренного при тех же условиях напряженности магнитного поля и длины пути света в нефтепродукте. Долю ароматических углеводородов в нефтепродукте $V_{\text{ар}}$ определяют, в результате, согласно линейному уравнению, представленному в формуле (1).

$$V_{\text{ар}} = C (\alpha_x / \alpha_{\text{тол}}) + D = C K_T + D, \quad (1)$$

где $\alpha_x, \alpha_{\text{тол}}$ – углы поворота плоскости поляризации света исследуемого нефтепродукта и толуола, измеренные в одинаковых условиях; C, D – градуировочные коэффициенты; $K_T = \alpha_x / \alpha_{\text{тол}}$ – толуольный коэффициент.

Для того чтобы исключить влияние естественной оптической активности некоторых веществ, которые могут оказаться в исследуемом продукте, на результаты измерения, необходимо пропускать свет через кювету в прямом и обратном направлении четное число раз.

Известно, что эффект поворота плоскости поляризации оптически активными веществами полностью компенсируется при обратном ходе, а эффект Фарадея удваивается.

На Рис. показан вариант структурной схемы предлагаемого устройства.

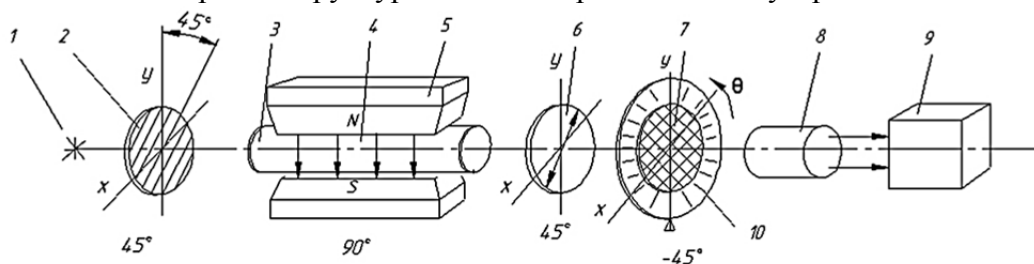


Рисунок. Структурная схема предлагаемого устройства

Предлагаемое устройство содержит источник света 1, первый поляризатор 2, кювету 3, заполненную исследуемым нефтепродуктом 4, и установленную внутри соленоида 5, который подключен к источнику переменного тока 6, второй поляризатор 7, фотоприемник 8, линейный усилитель 9 и электронный блок с индикатором 10. На одном торце кюветы 3 закреплена плоскопараллельная пластинка 11 с зеркальным покрытием, на другом - тонкая призма 12, полированное основание которой перпендикулярно оси и стенкам кюветы 3. Входные и выходные грани призмы 12 полированы, симметрично наклонены, образуют между собой ребро, совпадающее с диаметром кюветы 3. Плоскопараллельная пластинка 11 и призма 12 выполнены из изотропного прозрачного материала, показатель преломления которого близок среднеарифметической величине диапазона показателя преломления светлых нефтепродуктов типа моторных топлив.

Предлагаемый способ экспрессной оценки доли ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах и устройство для его осуществления работают следующим образом.

Монохроматический коллимированный пучок света интенсивностью I_0 , излучаемый источником 1, проходит поляризатор 2 и становится линейно поляризованным, что можно представить вектором Стокса \bar{V}_i согласно формуле(2) [4].

$$\bar{V}_i = I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Линейно поляризованный свет преломляется в призму 12 под углом ϵ и на выходе из нее преломляется в исследуемый нефтепродукт под углом β , пройдя через образец, отражается от зеркального покрытия пластинки 11 под углом β , вторично проходит обратным ходом нефтепродукт, преломляется в призме по тем же законам, выходит из призмы 12 параллельно падающему на призму 12 пучку света, проходит второй поляризатор 7 и фокусируется на фотоприемнике 8 линзой 11.

В момент отсутствия магнитного поля \bar{H} горизонтально поляризованный свет после прохождения призмы 12, исследуемого нефтепродукта 4 (дважды) и снова призмы 12 остается горизонтально поляризованным, т.е. его азимут поляризации $\alpha = 0$. Поэтому после прохождения горизонтально поляризованного света через поляризатор 7, азимут плоскости поляризации которого $\alpha = +45^\circ$, интенсивность света I на фотоприемнике 8 будет характеризоваться первым параметром вектора Стокса \bar{V}_e , который находят из уравнения, представленного в формуле (3) [4]

$$[M_{\Pi}]_{45} \cdot \bar{V}_i = \bar{V}_e = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} 0,5 I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = 0,25 I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где: $[M_{\Pi}]_{45}$ – матрица поляризатора 7; \bar{V}_i – вектор Стокса горизонтально поляризованного света интенсивностью $0,5 I_0$.

Интенсивность света после поляризатора 7 равна $I = 0,25 \cdot I_0$.

Когда ток i в соленоиде 5 не равен нулю, и изменяется, например, по гармоническому закону с частотой сети $\omega = 50$ Гц и амплитудой i_{\max} , то напряженность продольного магнитного поля тоже изменяется по гармоническому закону, согласно формуле (4)

$$\bar{H} = \bar{H}_{\max} \sin \omega t. \quad (4)$$

Если кювету 3 с нефтепродуктом 4 представить матрицей ротатора [4], то интенсивность света I на фотоприемнике 8 будет характеризоваться первым параметром вектора Стокса \bar{V}_e , который находят из уравнения, представленного в формуле (5) [4].

$$\begin{aligned} \bar{V}_e &= 0,5 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2(\Delta\alpha) & \sin 2(\Delta\alpha) & 0 \\ 0 & -\sin 2(\Delta\alpha) & \cos 2(\Delta\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot 0,5 I_0 \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \\ &= 0,25 \cdot I_0 \cdot \begin{bmatrix} 1 - \sin 2(\Delta\alpha) \\ 0 \\ 1 - \sin 2(\Delta\alpha) \\ 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

То есть, интенсивность света I на фотоприемнике 8 будет характеризоваться функцией, представленной в формуле (6)

$$I = f(\Delta\alpha) = 0,25 \cdot I_0 [1 - \sin 2(\Delta\alpha)] = 0,5 \cdot I_0 \sin^2(\pi/4 - \Delta\alpha) = 0,5 \cdot I_0 \sin^2(\pi/4 - \Delta\alpha_{\max} \sin \omega t), \quad (6)$$

где $\Delta\alpha_{\max} = V_x \cdot \bar{H}_{\max} \cdot L$ – максимальная амплитуда угла поворота плоскости поляризации света, вносимая нефтепродуктом 4; V_x – постоянная Вердэ исследуемого нефтепродукта 4; \bar{H}_{\max} – максимальная амплитуда напряженности магнитного поля соленоида 5; L – общий путь, пройденный светом в исследуемом нефтепродукте 4; ω – частота изменения напряженности магнитного поля соленоида 5.

Фотоприемник 8 и усилитель 9 работают в линейном режиме, поэтому на выходе усилителя получают электрические сигналы, пропорциональные интенсивности света в виде переменной составляющей, представленной в формуле (7):

$$U_{\sim} \equiv I_1 - I_2 = \sin(2\Delta\alpha_{\max} \cdot \sin \omega t), \quad (7)$$

и постоянной составляющей $U_{\pm} \equiv I_1 + I_2 = 1$

В электронном блоке 10 с помощью программируемого алгоритма определяются амплитуды переменной составляющей сигнала U_{\sim} и постоянной составляющей U_{\pm} и их отношение по формуле (8)

$$Q = \frac{U_{\sim}}{U_{\pm}}. \quad (8)$$

Затем определяют искомое воздействие продольного магнитного поля соленоида 5 на исследуемый продукт 4 (эффект Фарадея) согласно формуле (9):

$$\Delta\alpha_{\max_x} = Q/2, \quad (9)$$

сравнивают его с известной ранее величиной, измеренной при тех же условиях, когда в той же кювете 3 находился химически чистый ароматический углеводород, например, толуол, и находят так называемый толуольный коэффициент K_T . По формуле (1) определяют долю ароматических углеводородов в нефтепродукте $V_{ар}$.

Толуольный коэффициент для химически чистого толуола $K = 1$ устанавливается один раз в процессе градуировки предлагаемого устройства после заполнения кюветы 3 (Рис.) химически чистым толуолом. Коэффициенты C и D уравнения (1) устанавливаются при настройке устройства в зависимости от известных добавленных примесей в нефтепродукт и внешних воздействий на него.

Описанный способ и устройство позволяют экспрессно определять долю ароматических углеводородов в таких светлых нефтепродуктах, как бензины, керосины, что является их важной эксплуатационной характеристикой, регламентируемой ГОСТ Р 51866-2002, ГОСТ 10227-86.

Предлагаемое устройство может быть портативным, переносным, что удобно для проведения экспрессных анализов моторных топлив, как в стационарных лабораториях, так и с помощью передвижных лабораторий контролирующих организаций.

1. Бензины. Газохроматографический метод определения ароматических углеводородов (ГОСТ Р 51941-2002).
2. В.Ф. Николаев и др., Магнитооптический метод определения суммарного содержания ароматических углеводородов в светлых нефтепродуктах (Заводская лаборатория. Диагностика материалов), **69**, №16, 20-23, (2003). т. с. 20-23
3. Способ определения суммарного содержания ароматических углеводородов в нефтяных фракциях и светлых нефтепродуктах (Патент РФ №2163717 от 6.06.2000 г.).

РАЗРАБОТКА И СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОМОЩНЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ МОДУЛЕЙ НА ОСНОВЕ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИХ И ТОРЦЕВЫХ ЛАЗЕРОВ

Котова Е.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Высокомощные диодные лазерные модули широко применяются в качестве источника 3D-принтеров для производства деталей и изделий методом селективного лазерного спекания порошковых материалов. Главное преимущество аддитивных технологий заключается в существенном удешевлении производства единичных изделий сложной формы (прототипы, пресс-формы и оснастки) на основе цифровых данных. Скорость и качество 3D-печати во многом зависит от мощности используемого лазера [1]. Лазерные диоды (ЛД) наравне с высокой мощностью и эффективностью излучения отличаются малыми размерами.

Широкий спектр применений мощных лазерных модулей обусловлен возможностью гибкого подвода излучения лазеров к требуемой области за счет оптического волокна. Высокая выходная мощность модуля достигается путем объединения излучения от дискретных лазерных диодов, линеек либо массивов и обуславливается эффективным вводом полученного пучка в волокно.

Излучаемый пучок полоскового (торцевого) лазера имеет несимметричную конфигурацию: характерный линейный размер прямоугольной излучающей области составляет порядка 1мкм на 50-200 мкм, при этом угловая расходимость пучка сильно отличается во взаимно перпендикулярных направлениях: 20°-80° по быстрой оси (в плоскости, перпендикулярной области р-п перехода) и 5°-25° по медленной (в плоскости, параллельной области р-п перехода). Таким образом, сечение пучка представляет собой эллипс. Для эффективного ввода излучения в волокно необходимо сформировать, по возможности, симметричный пучок с угловой расходимостью, не превышающей угловую апертуру волокна и диаметром не более, чем диаметр сердцевины входного торца приёмного оптоволокна. Для компенсации расходимости пучка по обоим направлениям используются специальные элементы микрооптики, так называемые FAC (fast axis collimation) и SAC (slow axis collimation) линзы с просветляющим покрытием для заданного диапазона длин волн [2, 3].

Лазеры с вертикальным резонатором обладают рядом важных преимуществ перед полосковыми лазерами, к числу которых относятся малые пороговые токи, низкая потребляемая мощность, одномодовый по продольным модам режим генерации, низкая стоимость вследствие возможности массового производства с применением планарной технологии, а также малая дифракционная расходимость излучения. Следует отметить, что, благодаря симметричной конфигурации пучка с круговым сечением, его коллимация и фокусировка на торец волокна значительно упрощается, уменьшается количество оптических элементов и как следствие потери на переотражении. Помимо этого, планарная технология изготовления массивов вертикально излучающих лазеров на единой подложке позволяет избежать так называемого «смайла», который возникает при отклонении ЛД от условной светящейся линии, формируемой из множества отдельных полосков [4,5].

В работе приводятся результаты оптического моделирования систем ввода излучения массива торцевых ЛД и вертикально излучающих лазеров в волокно с помощью программного обеспечения для расчета оптических систем (Zemax), позволяющее учитывать поляризацию излучения, расщепление лучей, френелевские потери, абберации и пр. Разрабатываемые лазерные модули обладают одинаковым спектральным составом (~808нм) и выходной оптической мощностью (40 Вт). Рассмотрены различные схемы построения оптических систем, проведен сравнительный анализ параметров пучка торцевого и вертикально излучающего лазеров, а также оценена эффективность ввода излучения в волокно каждого подхода.

1. C. Hinke “Additive Manufacturing: Perspectives for Diode Lasers”, High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD), 2015

2. Schreiber, B. Hoefler, P. Dannberg, U. D. Zeitner “High-brightness fiber-coupling schemes for diode laser bars”: Proc. of SPIE Vol. 5876 (2005).

3. H. Sun “Simple mathematical model for designing laser diode focusing optics with a large numerical aperture”: Optical Engineering 53(10), 105105 (2014).

4. Michalzik R. VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Springer; 2013

5. D. Zhou, J.-F. Seurin, G. Xu, P. Zhao, B. Xu, T. Chen, R. v. Leeuwen, J. Matheussen, Q. Wang, C. Ghosh, Progress on high-power, high-brightness VCSELs and applications, Proc. of SPIE Vol. 9381 (2015).

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СТАБИЛИЗАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ МЕТОДОМ КОСВЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЛИНИИ ВИЗИРОВАНИЯ

Сохраннов В.С.

АО «Производственное объединение „Уральский оптико-механический завод“ имени Э.С. Яламова», Екатеринбург, Россия

В настоящее время малогабаритные оптико-электронные системы (ОЭС) находят широкое применение в наземных и воздушных беспилотных аппаратах, мобильных роботизированных комплексах, видеосистемах кругового обзора, устанавливаемых на подвижную специализированную технику, осуществляющую контроль автоматизированных технологических операций. Преимуществом данных ОЭС является большая область визуализации, которая обеспечивается не только за счет изменения поля зрения средствами трансфокатора, но и за счет изменения направления линии визирования за счет моторизированных приводов в угломестной и азимутальной ориентациях. Данное преимущество позволяет осуществлять автономный захват и сопровождение движущихся объектов на местности. В перечисленных выше применениях ОЭС имеют место малоамплитудные случайные смещения линии визирования относительно объекта съемки, вызванные общей вибрацией создаваемой разбалансировкой масс двигательных механизмов носителя, нарушающие комфортное восприятие изображения оператором. Усложнение конструкции телевизионной камеры, входящей в состав ОЭС, потребовало иного подхода к организации стабилизации изображения для обеспечения комфортного восприятия оператором сцены в условиях реального движения линии визирования с сохранением миниатюрной компоновки ОЭС.

Традиционно вопрос стабилизации изображения сводится к ряду подходов, среди которых можно выделить применение средств механической, оптической или электронной стабилизации. Применение первых двух типов для малоразмерных ОЭС становится невозможным вследствие неизбежного увеличения массогабаритных параметров. Кроме того, высокая частота и малая амплитуда вибраций не позволяют использовать данные типы стабилизации для корректной компенсации смещения линии визирования. В то же время, методы электронной (цифровой) стабилизации изображений позволяют компенсировать смещения при требуемых параметрах вибраций. Однако данный метод имеет недостатки: низкую устойчивость, проблемы реализации режима реального времени при значительном изменении фоно-целевой обстановки.

Для устранения перечисленных недостатков метода электронной стабилизации предложено использование адаптивного метода электронной стабилизации основанного на интеграции в составе ОЭС инерциального измерительного блока, осуществляющего оценку параметров малоамплитудных вибраций. В качестве инерциальных измерительных датчиков могут выступать современные микроэлектромеханические системы, обладающие относительно высокой точностью косвенного изменения ориентации, имеющие при этом невысокую стоимость. Датчики инерциального типа имеют особенности, вносящие погрешность в выходной сигнал: высокий уровень смещения нулевого сигнала, погрешности масштабного коэффициента, неортогональность осей, магнитные девиации, влияние ускорения по прямым и перекрестным осям, температурную зависимость и т.п. Кроме этого, при оцифровке показаний датчиков добавляются ошибки, связанные с дискретизацией и квантованием. Поэтому задача определения смещения, по причине большой зашумленности сигнала, является нетривиальной и сводится к задаче корректировки погрешности с использованием суперпозиции выходных данных датчиков, входящих в состав инерциального измерительного блока. Данная задача решается модифицированными алгоритмами, основанными на фильтре Калмана. Модификация заключается в настройке калибровочных коэффициентов алгоритма для дискретных наборов частот несущих колебаний вибрации, позволяющая с высокой точностью определять параметры смещений, вызванных вибрацией. Использование фильтрующего алгоритма может оказаться недостаточно, поэтому для получения более точных значений смещения линии визирования, предложено реализовать периодический сброс вычисленных путем интегрирования данных смещения при переходе через точку равновесия. После фильтрации полученные данные

анализируются на предмет максимумов и минимумов, проводится усреднение расстояний между прохождениями через точку равновесия. Измеренные параметры вибраций используются для компенсации смещений линии визирования ОЭС. Осуществляя пересчет кадра, блок формирования изображения использует резервные пиксели фотоприемного устройства телевизионной камеры, отождествляя измеренное смещение линии визирования с кадром изображения.

Экспериментальная проверка работоспособности предложенного метода показала, что возможность получения стабилизированного изображения в условиях физического смещения линии визирования. Полученное на основе данного метода решение позволило отказаться от цифровой кадровой обработки. Уменьшение вычислительной нагрузки на блок формирования изображения дает возможность реализации алгоритмов улучшения качества и повышения информативности изображения, позволив работать системе в режиме реального времени.

МАКЕТ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ С СОСТАВНЫМ УГЛОВЫМ ПОЛЕМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ КООРДИНАТ МАЛОРАЗМЕРНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ

Репин В.А., Горбунова Е.В., Чертов А.Н.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе кратко описываются (частные) технические решения, проведенные при проектировании макета многоканальной оптико-электронной системы измерения координат малоразмерных излучающих объектов, имеющей мозаичное угловое поле

Во многих прикладных задачах необходимо получать информацию о фоноцелевой обстановке в широком угловом поле с целью фиксирования некоторых параметров движущихся объектов: пространственных координат, мгновенных скоростей. При этом можно использовать следующий бионический подход: применение мозаичного (или дискретного, иначе, фасеточного) углового поля. При этом оптико-электронная система конструктивно имитирует зрительный аппарат насекомых: множество фотодатчиков подобно омматидиям (элементам структуры фасеточного глаза) располагается на неплоской поверхности. Такие устройства могут найти применение в системах фотограмметрии и аэрофотосъемки (при должной величине пространственного разрешения), в транспортной сфере в качестве органов ориентации автомобилей или систем наблюдения беспилотных летательных аппаратов, в эндоскопии, в интеллектуальных робототехнических системах.

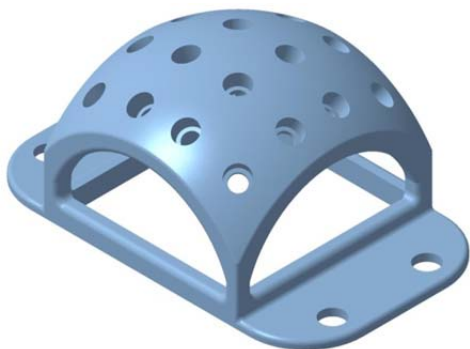
Цель настоящей работы – создание прототипа (макета) многоканальной оптико-электронной системы измерения координат малоразмерного источника излучения с дискретным угловым полем.

На данный момент разработана структурная схема проектируемого макета. Выполнен энергетический расчет системы, на основании которого выбрана пара «излучающий диод – фотодиод» (TSAL5100 и SFH203FA, соответственно) и приблизительно оценено отношение «сигнал/шум» на выходе электронного тракта при расстоянии 1 м между источником и приемником оптического излучения, составившее 101 дБ, что говорит о возможности увеличения дальности работы системы [1-2]. При этом фотодиод включен по схеме преобразователя малых токов в напряжение на операционном усилителе LM224N. Выбор данной схемы обусловлен, главным образом, тем, что она позволяет получить линейное преобразование фототока в напряжение, коэффициент преобразования задается резистором обратной связи. Сигнал с приемника излучения поступает на инвертирующий вход операционного усилителя, неинвертирующий вход замкнут на землю, причем для уменьшения шумов к нему подключен резистор номиналом, равным номиналу резистора обратной связи, и добавлена ёмкостная развязка. Таким образом, фотодиод подключен к операционному усилителю по схеме с отрицательной обратной связью [3]. Сигнал с каждого преобразователя поступает на контакты микроконтроллера, который, в свою очередь, служит средством согласования фотоприемного блока, состоящего из 16-и фотоприемных каналов, и персонального компьютера, где протекают процессы обработки измерительной информации.

Конструктивно источник и приемник оптического излучения выполнены в сопряжении с пластиковыми линзами, так что отсутствует необходимость использования в конструкции макета дополнительных оптических компонентов.

На Рис. представлена трехмерная модель каркаса для монтажа шестнадцати фотодиодов (а) и непосредственно каркас, изготовленный методами трехмерной печати (б).

Радиус сферической поверхности равен 40 мм. Это значение, а также расстояние между приемниками продиктовано величиной перекрытия угловых полей смежных каналов: во избежание пропуска полезного сигнала угловые поля смежных каналов должны перекрываться минимум наполовину [4].



а)



б)

Рисунок. Трехмерная модель каркаса (а) и реализованный корпус, изготовленный методами трехмерной печати

В дальнейшем планируется реализация алгоритма определения пространственных координат излучающих объектов малых размеров.

1. Г.Г. Ишанин, Э.Д. Панков, А.Л. Андреев, Г.В. Польщиков, *Источники и приемники излучения*, 240 с., (1991).
2. Лебедько Е.Г, *Теоретические основы передачи информации*, 352 с., (2011).
3. Б. Картер, Р. Манчини, *Операционные усилители для всех*, 544 с., (2011).
4. Соломатин В.А, *Дискретизация пространства в оптико-электронных системах с мозаичным угловым полем*, **53**, № 5, с. 57-61, (2010).

ДАТЧИК ЛИНЕЙНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

Шишова М.В., Одинокоев С.Б., Лушников Д.С., Жердев А.Ю

Московский государственный технический университет
им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Рассматривается возможность применения прецизионных дифракционных решеток в оптической системе датчика линейных перемещений. Исследуется сохранение фазовых соотношений в генерируемых сигналах при малом смещении подвижной решетки, приводящих к изменению интенсивности света в рабочем направлении.

Высокие требования к точности перемещений обуславливают необходимость применения ультрапрецизионных датчиков различных типов в современных прецизионных устройствах. На сегодняшний день измерения перемещений с нанометровой погрешностью обеспечиваются энкодерами открытого типа, работающими по интерференционному методу. Отличает этот метод применение высокочастотной дифракционной решетки в качестве эталонной шкалы, которая перемещается относительно оптической головки датчика. В работе исследуется один из вариантов подобных схем, где в качестве делителя пучка применяется пропускающая фазовая дифракционная решетка, как показано на Рис. 1. При симметричном профиле рельефа можно добиться высоких и равных эффективностей в «+1» и «-1» порядках дифракции при нормальном падении излучения на шкалу, что повышает контраст анализируемого интерференционного поля. В данной работе период дифракционных решеток составляет 1 мкм, длина волны лазерного светодиода — 660 нм.

Исследуемый принцип измерения перемещения основан на внесении фазового сдвига в интерференционный сигнал. Модуляция фазы при этом обеспечивается смещением одной высокочастотной дифракционной решетки относительно другой. Распределение интенсивности в плоскости каждого из четырех фотоприемников представляет собой гармоническую функцию координаты смещения. Малое смещение подвижной решетки приводит к изменению интенсивности света в рабочем направлении, что при постоянстве фазовых соотношений в генерируемых сигналах позволяет измерить перемещения с высокой точностью.

К настоящему моменту в литературе представлено множество различных интерферометрических оптических схем, применяемых в энкодерах [2–4]. Необходимо отметить, что на работу схемы существенное влияние могут оказывать деформации вследствие изменения температуры, поэтому оптические элементы изготавливаются из материала с очень низким коэффициентом температурного линейного расширения, например, ситалла или церодура.

Взаимодействие компонентов оптической схемы иллюстрирует Рис. 1. Схема показана развернуто, чтобы избежать путаницы [1].

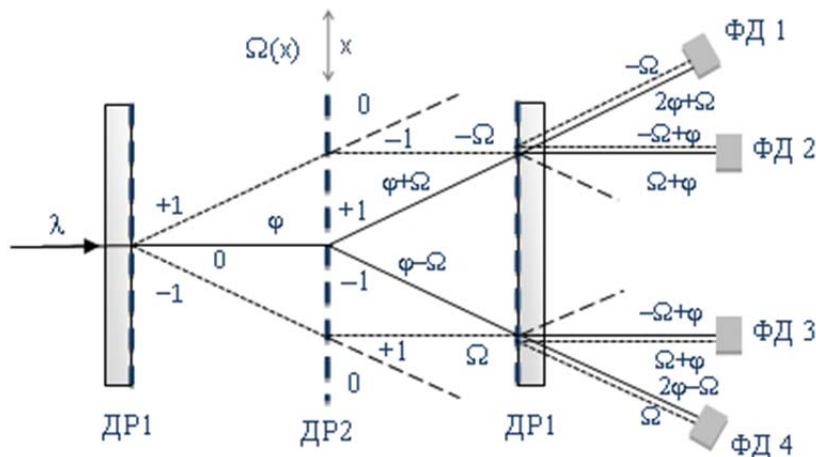


Рис. 1. Ход лучей в развернутой оптической схеме

Излучение от светодиода после прохождения пропускающей дифракционной решетки (*ДР 1*) распространяется в трех направлениях: «+1» и «-1» порядках дифракции, а также в пропускание («0» порядок). *ДР 1* сконструирована таким образом, чтобы прошедший луч опережал дифрагировавшие по фазе на величину φ . Далее излучение дифрагирует на отражательной дифракционной решетке (*ДР 2*), выполняющей роль шкалы в датчике. *ДР 2* подвижна, и вносит фазу 2π при перемещении на один период d . Тогда при перемещении на величину x внесенная фаза равна:

$$\Omega = \frac{2\pi x}{d},$$

причем данный сдвиг фазы прибавляется к текущему при дифракции в положительном направлении ($+\Omega$) и вычитается при дифракции в отрицательном ($-\Omega$). После прохождения *ДР 2* происходит повторное преобразование излучения на *ДР 1*. В прошедшие пучки снова вносится положительная фаза φ . Таким образом, волны, распространяющиеся в одном направлении, интерферируют в плоскости фотодиодов. В предложенной оптической схеме в силу симметрии обеспечивается равенство оптических путей интерферирующих пучков. На практике геометрическая разность хода не должна превышать нескольких микронметров.

В направлении «+1» порядка дифракции интерферируют волны со сдвигами фаз $-\Omega$ и $2\varphi + \Omega$, «0» порядке интерферируют две волны со сдвигами фаз $-\Omega + \varphi$ и $\Omega + \varphi$ и в направлении «-1» порядка дифракции интерферируют волны со сдвигами фаз Ω и $2\varphi - \Omega$. Наблюдаем постоянство разности фаз. Каждый сигнал может быть представлен функцией комплексной амплитуды:

$$U = U_{\max} \exp(i\psi).$$

Амплитудный множитель U_{\max} в каждом из случаев формируется путем деления амплитуды исходного излучения в соответствии с дифракционными эффективностями и коэффициентами пропускания по ходу распространения излучения. Предположим, что дифракционные решетки формируют равномерное распределение в порядки дифракции. Поэтому будем рассматривать интерференцию нормированных волн.

Результирующая интенсивность двух интерферирующих волн с амплитудами $U_A = |U_A| \exp(i\psi_A)$ и $U_B = |U_B| \exp(i\psi_B)$ определяется известным соотношением:

$$I = U \cdot U^* = |U_A|^2 + |U_B|^2 + 2|U_A||U_B| \cos(\psi_B - \psi_A)$$

Тогда:

- 1) Результирующая комплексная амплитуда и соответствующая интенсивность в «+1» порядке (ФД 1):

$$U_{+1} = \exp[-i\Omega] + \exp[i(2\varphi + \Omega)], \quad I_{+1} = U_{+1} \cdot U_{+1}^* = 2[1 + \cos(2\Omega + 2\varphi)] = 2 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi x}{d} + 2\varphi\right) \right].$$

- 2) Результирующая комплексная амплитуда и соответствующая интенсивность в «0» порядке (ФД 2):

$$U_0 = \exp[i(\varphi - \Omega)] + \exp[i(\varphi + \Omega)], \quad I_0 = U_0 \cdot U_0^* = 2[1 + \cos(2\Omega)] = 2 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi x}{d}\right) \right].$$

- 3) Результирующая комплексная амплитуда и соответствующая интенсивность в «0» порядке (ФД 3):

$$U_{0'} = \exp[i(\varphi - \Omega)] + \exp[i(\varphi + \Omega)], \quad I_{0'} = U_{0'} \cdot U_{0'}^* = 2[1 - \cos(2\Omega)] = 2 \left[1 - \cos\left(\frac{4\pi x}{d}\right) \right].$$

- 4) Результирующая комплексная амплитуда и соответствующая интенсивность в «-1» порядке (ФД 4):

$$U_{-1} = \exp[i\Omega] + \exp[i(2\varphi - \Omega)],$$

$$I_{-1} = U_{-1} \cdot U_{-1}^* = 2[1 + \cos(2\Omega - 2\varphi)] = 2 \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi x}{d} - 2\varphi\right) \right].$$

При обеспечении вносимой фазы $\varphi = \pi/4$ получаем равномерную локализацию четырех сигналов по периоду, как показано на Рис. 2. Фигура Лиссажу получаемая от сигналов I_{+1} и I_0 имеет форму окружности (разность фаз равна $\pi/2$).

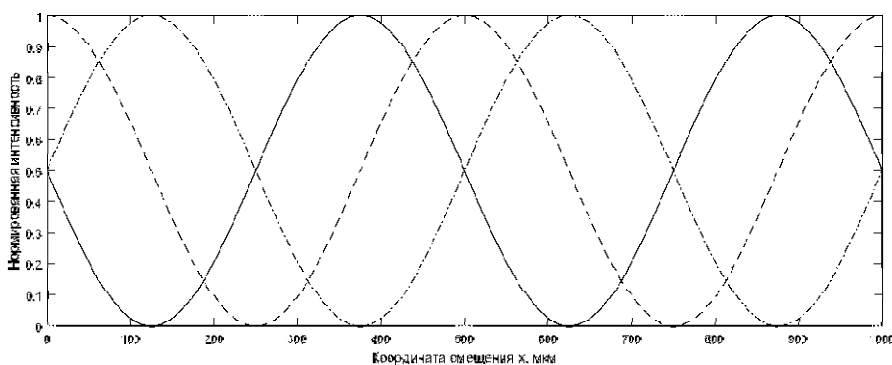


Рис. 2. Получаемые нормированные сигналы

Применение дифракционной решетки для модуляции сигнала переносит его в область частот вдвое выше исходной. Тогда период функции перемещения будет в два раза меньше периода эталонной шкалы ($d/2$). Фотодиоды создают сдвинутые по фазе гармонические сигналы напряжения, соответствующие вычисленным интенсивностям, которые при дальнейшем усилении и оцифровке могут быть интерполированы с высокой степенью точности.

Описанная оптическая схема воплощена в макете датчика линейных перемещения. Характеристики макетного образца исследуются в сравнении с зарубежным аналогом оптического энкодера открытого типа фирмы Heidenhain. Контроль параметров полученных интерференционных сигналов на первом этапе производится с помощью осциллографа. Эллиптическая форма фигуры Лиссажу свидетельствует о сохранении постоянства разности фаз.

1. A. Teimel, *Prec. Eng.*, **14**, № 4, 147–154, (1992).
2. В.А. Комоцкий, В.И. Корольков, Ю.М. Соколов, *Авт.*, **42**, №6, 105–112, (2006).
3. Y. Jourlin, J. Jay, O. Parriaux, *Prec. Eng.*, **26**, 1–6, (2002).
4. А.С. Щеулин, А.Е. Агневакс, А.К. Купчиков, Е.Б. Верховский, А.И. Рысин, *Опт. и спектр.*, **17**, №6, 1005–1011, (2014).

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТРИЧНОГО ПРИЁМНИКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лобанова А.Ю., Рыжова В.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена эллипсометрическому исследованию структурированной отражающей поверхности матричного сенсора. Исследование заключается в определении эллипсометрических углов. В дальнейшем они будут использованы для определения оптических и геометрических параметров слоёв матричного приёмника.

На данный момент большинство приёмников оптического излучения основаны на ПЗС- и КМОП-матрицах. Благодаря своему внутреннему строению они обладают высокой чувствительностью и используются во многих физических исследованиях. Но приёмники оптического излучения обладают некоторой погрешностью, которая влияет на результаты измерений и на выводы, которые делают на основе этих измерений. В основном эта погрешность складывается из шумов [1], возникающих в приёмнике оптического излучения. В нём возникают шумы, обусловленные многими факторами: тепловыми шумами в полупроводнике, шумами переноса зарядов, шумами выходного устройства преобразователя заряда в напряжение на выходе ПЗС и др.

Основным параметром матричного приёмника оптического излучения является чувствительность. Существует разброс абсолютной чувствительности каждого отдельного пикселя в матрице, из-за неоднородности оптических и геометрических характеристик этих пикселей. Поэтому многоэлементные приёмники излучения характеризуются наличием значительного "геометрического" шума, который принципиально отсутствует в системах на основе одноэлементных приёмников. Необходимо учитывать неравномерность распределения чувствительности по площадке сенсора при анализе информации об объекте исследования. Исследовать чувствительность можно по обобщённой схеме эллипсометрии [2]. Первым этапом исследования является определение эллипсометрических углов и построение поляризационных апертурных характеристик приёмника.

Целью данной работы является исследование поверхности матричного приёмника оптического излучения по обобщённой схеме эллипсометрии и построение его отражательных характеристик.

Эллипсометрические углы были измерены на эллипсометре ЛЭФ-3М-1. Эллипсометр данной модели нашел широкое применение при определении оптических постоянных поверхностей прозрачных и поглощающих материалов, включая анизотропные и жидкие; контроле оптических параметров и толщин диэлектрических пленок при изготовлении полупроводниковых приборов.

В основу принципа действия эллипсометра положен "нулевой" оптический метод [3]. Он заключается в достижении минимальной интенсивности пучка света на выходе анализатора, путём поочерёдных поворотов поляризатора и анализатора. Именно положения анализатора и поляризатора снимаются с эллипсометра, а далее, используя их, рассчитываются эллипсометрические углы.

В данной работе была исследована отражающая поверхность черно-белого сенсора OI9121. Измерения проводились при четырёх углах падения на образец. При анализе значений, получаемых с эллипсометра, необходимо учитывать систематические погрешности прибора и случайные погрешности измерительного эксперимента. Инструментальная погрешность эллипсометра ЛЭФ-3М-1 составляет 30 угл.сек. Для уменьшения случайной погрешности для каждого образца проводится серия измерений и статистическая обработка результатов. Результаты приведены в таблице.

Таблица. Результаты измерений

	45°	50°	55°	60°
Δ	179°34'±14'	178°16'±1°14'	179°44'±2°53'	1°20'±2°21'
Ψ	20°09'±18'	12°10'±31'	3°59'±24'	4°17'±18'

В ходе эксперимента так же удалось обнаружить угол Брюстера, при котором эллипсометрический угол Δ равен нулю. Угол Брюстера равен $56^{\circ}45'$. При угле падения равном углу Брюстера, пучок света гасится при любых положениях поляризатора. А при углах падения близких к этому углу, область гашения очень широкая, именно поэтому погрешность определения эллипсометрического угла Ψ при углах падения 55° и 60° значительно выше, чем при 45° .

По полученным значениям, были построены зависимости эллипсометрических углов Δ и Ψ от угла падения (Рис.).

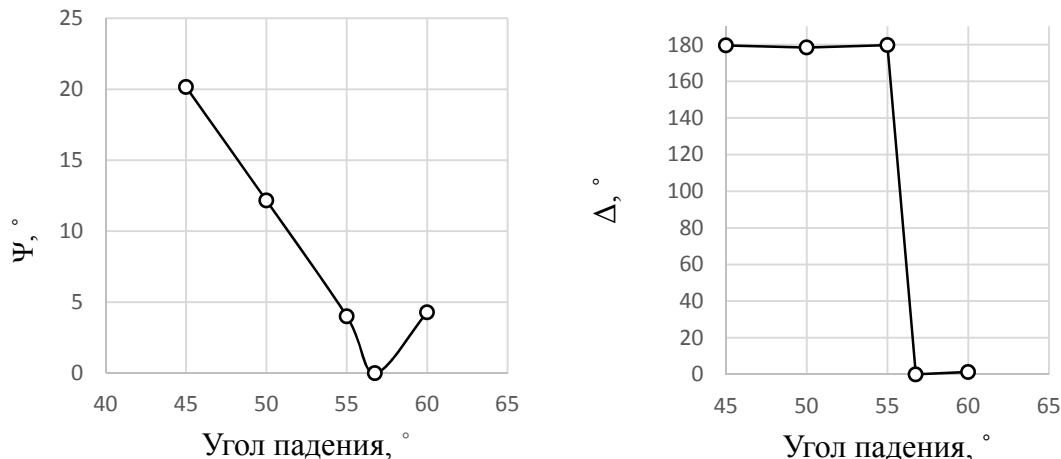


Рисунок. Зависимости эллипсометрических углов Δ и Ψ от угла падения

В физическом смысле эллипсометрические углы обозначают следующее: $\text{tg}\Psi$ это отношение амплитуд коэффициентов отражения для p - и s - взаимноортогональных составляющих излучения, а параметр Δ соответствует разности между фазовыми скачками этих составляющих электромагнитной волны при отражении от образца.

Таким образом, в ходе данной работы была исследована поверхность матричного черно-белого сенсора OI9121. Были измерены его эллипсометрические углы и выявлены зависимости эллипсометрических углов от угла падения излучения, для дальнейшего исследования угловой (апертурной) чувствительности приёмника. Далее эти значения будут использоваться для решения обратной задачи эллипсометрии и определения показателей преломления и толщин слоёв матричного сенсора.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01)

1. D. Wang, T. Zhang, H.g Kuang. Relationship between the charge-coupled device signal-to-noise ratio and dynamic range with respect to the analog gain // Applied optics. – 2012. – №51(29) – 7103-7114.

2. Azzam, R. M. A. "Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal." Optics Letters 2.6 (1978): 148-150.

3. Панков Э.Д., Коротаев В.В. Поляризационные угломеры. – М.: Недра, 1992. – 240с.

СРАВНЕНИЕ ПРИЦЕЛОВ ДЛЯ СТРЕЛКОВОГО ОРУЖИЯ

Волкова К.Д.

ФГБОУ ВО «Сибирский государственный университет геосистем и технологий»,
Новосибирск, Россия

Обсуждаются результаты расчета по разработанной методике сопоставления и сравнения характеристик панкратических прицелов для стрелкового оружия с сеткой в первой фокальной плоскости (FFP).

Одной из задач развития оборонно-промышленного комплекса страны согласно Военной доктрине РФ [1] является «разработка и производство перспективных систем и образцов вооружения, военной и специальной техники, повышение качества и конкурентоспособности продукции военного назначения, создание системы управления полным жизненным циклом вооружения, военной и специальной техники». В соответствии с вышесказанным, а так же описанием состояния и перспектив развития «военной оптики» [2], повышение уровня и создание новых конкурентоспособных оптико-электронных приборов двойного назначения, в том числе и панкратических оптических прицелов для стрелкового оружия – является одним из приоритетных направлений импортозамещения.

Исследования, проведенные по созданной выборке из 200 моделей оптических панкратических прицелов различных производителей, показали, что общий уровень российских панкратических прицелов с FFP по значению zoom ниже, чем у зарубежных производителей. А так же количество конкурентоспособных оптических схем, созданных в РФ, составляет меньше 9% от мирового объема разработок в этой области промышленности.

На основе анализа моделей выявлено, что у 62,5 % моделей (зарубежных и российских) zoom не превышает 5; у 29 % - лежит в диапазоне от 5,1 до 7 включительно; у остальных – не превышает 10. Такое состояние развития приборов ставит перед российскими разработчиками оптических систем задачу создания панкратических прицелов с zoom равным 5 и более, с учетом технологических возможностей отечественного производства.

При мониторинге зарубежных образцов и разработке новых моделей прицелов возникает вопрос о корректном способе сравнения прицелов. Сложность задачи состоит в том, что необходимо проанализировать и оценить более десяти, наиболее важных для синтеза оптических систем, характеристик, таких как: диаметр входного зрачка, zoom, максимальное и минимальное увеличение, максимальное и минимальное поле зрения, удаление выходного зрачка, изменение положения выходного зрачка при смене увеличения, диаметр выходного зрачка, диапазон выверки и т.д. С целью объективного анализа уже разработанных прицелов и повышения уровня характеристик будущих разработок, было инициировано создание методики сравнения прицелов.

Создана методика сравнения характеристик панкратических прицелов. Панкратические прицелы разделены на группы и проанализированы по значениям массогабаритных, эргономических и эксплуатационных характеристик. Определены относительные показатели качества. Выведен комплексный показатель качества для панкратических прицелов. Приводятся и обсуждаются результаты расчета по созданной методике сравнения.

1. Военная доктрина Российской Федерации (утв. Президентом РФ 25.12.2014 N Пр-2976), (2014).

2. Васильев В.Н. Состояние и перспективы развития «военной оптики», *Оружие и технологии России. Энциклопедия. XXI век: Оптико-электронная и лазерная техника*, **11**, 13-19, (2005).

ФОТОМЕТР – КОЛОРИМЕТР НА ОСНОВЕ ИНТЕГРИРУЮЩИХ СФЕР

Одноворченко П.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлен фотометр–колориметр для исследования цветовых характеристик объектов в отраженном и проходящем свете. Приведена его структурная схема, а также методика калибровки и настройки прибора.

Определение цветовых характеристик объектов имеет важное значение для некоторых областей науки и техники. В нефтехимической промышленности по цвету нефти на первых этапах её переработки возможно определить плотность [1]. В пищевой промышленности по цвету сахара можно судить о его качестве, наличии красящих веществ [2]. В области эстетической стоматологии цвет имеет важное значение для имитации эстетических параметров зуба [3]. Для определения цветовых характеристик образца, как известно, применяются колориметрические приборы. В настоящее время наиболее распространены колориметры, измеряющие цветовые характеристики материалов в отраженном свете. Наличие колориметров, работающих в проходящем свете, крайне ограничено. Поэтому цель данной работы состояла в разработке и настройке лабораторного фотометра-колориметра на основе интегрирующих сфер и оптоэлектронных RGB-компонентов для определения цветовых и фотометрических характеристик исследуемых объектов в отраженном и проходящем свете.

Внешний вид разработанного прибора приведен на Рис. 1а, а его структурная схема на Рис. 1б.

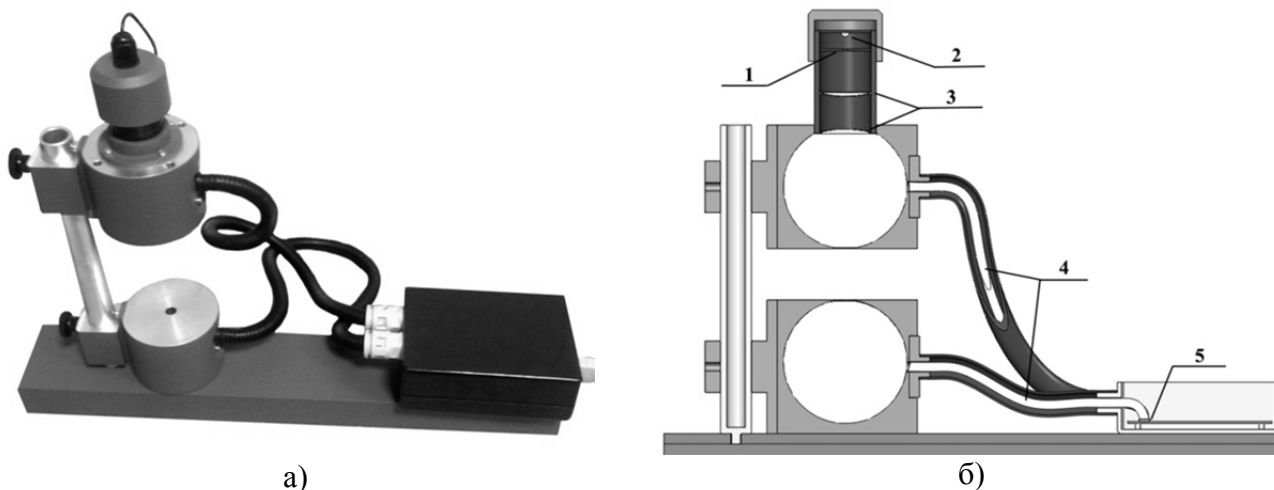


Рис. 1. Фотометр – колориметр на основе интегрирующих сфер: а – внешний вид, б – структурная схема: 1 – диафрагма, 2 – светодиод, 3 – линза, 4 – оптическое волокно, 5 – фотодиод

Прибор представляет собой модуль, в состав которого входят:

1. Осветитель.

2. Две интегрирующие сферы.

3. Блок сбора, обработки данных на основе RGB – фотодиодов для измерения красной, зеленой и синей составляющих исследуемых потоков излучения.

Интегрирующие сферы изготовлены в виде двух полусфер и имеют схожие геометрические размеры:

– диаметр внутренней полости сфер: 70 мм,

– диаметр люка для установки образца: 10 мм.

Для равномерного распределения падающего излучения внутри сфер, внутренняя поверхность стенок покрыта краской на основе сульфата бария. После нанесения краски коэффициент отражения внутренней поверхности интегрирующих сфер составляет 95 – 98 % во всем интересующем диапазоне длин волн $\lambda=380 - 760$ нм.

В осветителе прибора используется светодиод. Исследуемый образец помещается между двумя сферами. Регистрируемое отраженное или проходящее излучение посредством оптических волокон передается на RGB – фотодиоды, которые установлены в отдельном корпусе. Сигналы с RGB – фотодиодов обрабатываются блоком сбора, обработки данных и передаются на персональный компьютер в виде числовых значений координат цвета в системе XYZ или RGB.

Калибровка прибора предполагает измерение уровней "0%" и "100%" отражения и пропускания, а также калибровку RGB-каналов фотодиодов. Измерение уровней "0%" и "100%" отражения и пропускания проводится по схеме, представленной на Рис. 2.

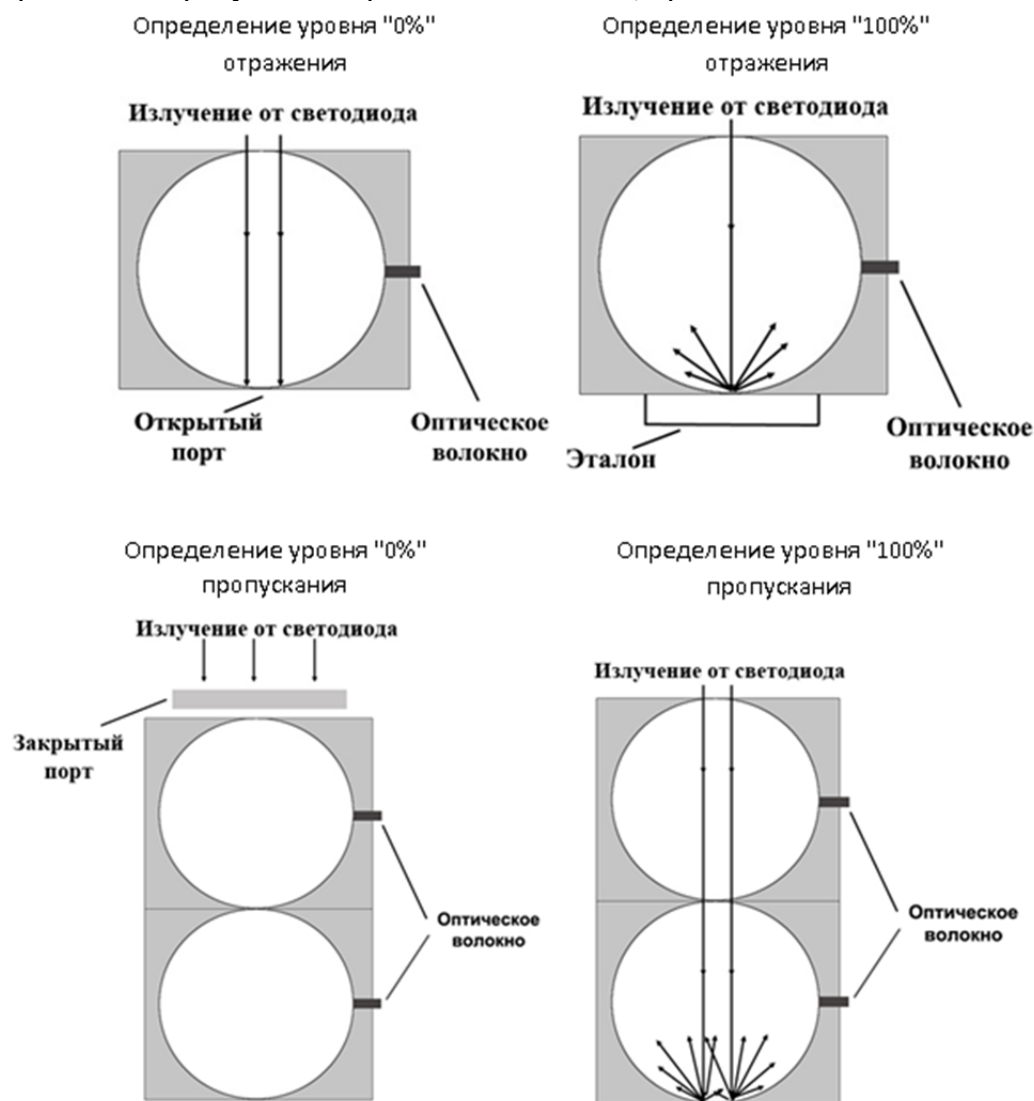


Рис. 2. Схематическое положение сфер при калибровке фотометрической шкалы

При калибровке уровней "0%" и "100%" отражения предполагается использование только верхней сферы, при калибровке уровней "0%" и "100%" пропускания используется обе интегрирующие сферы. При определении уровня "100%" отражения в качестве эталона используется стекло МС-20.

После измерения уровней "0%" и "100%", результирующие коэффициенты отражения и пропускания исследуемого образца рассчитываются по формулам 1-2:

$$R = r_{std} \cdot \frac{R_{обр.} - R_{0\%}}{R_{100\%} - R_{0\%}}, \quad (1)$$

$$T = \frac{T_{обр.} - T_{0\%}}{T_{100\%} - T_{0\%}}, \quad (2)$$

где $r_{\text{стд}}$ – коэффициент отражения эталона (стекло МС-20), $R_{\text{обр.}}, T_{\text{обр.}}$ – измерение коэффициентов отражения и пропускания образца.

Методика калибровки RGB-каналов фотодиодов состоит в соотношении координат цвета, рассчитанных на основании спектров отражения/пропускания эталонов, с сигналами фотодиодов. Для калибровки были использованы образцы цветной бумаги и цветные стекла, спектральные зависимости коэффициента отражения которых наиболее точно совпадали со спектральными характеристиками чувствительности каждого из каналов фотодиода (R-канал, G-канал, B-канал). Соотношение координат цвета и сигналов фотодиодов проводилось по формуле 3:

$$M = X \cdot T^{-1}, \quad (3)$$

где X – матрица координат цвета образцов бумаги, T – матрица сигналов фотодиода для каждого из образца цветной бумаги.

По результатам калибровки, сходимость данных координат цвета, измеренных при помощи фотометра – колориметра и данных, полученных из спектров отражения/пропускания, находится в пределах $\Delta R, G, B=3.63$, что удовлетворяет большинству применений колориметрических приборов.

1. С.А. Ахметов *Технология глубокой переработки нефти и газа: уч. пособие для ВУЗов.* – Уфа: Гилем, 672 с. (2002).
2. ГОСТ 31361-2008. *Сахар белый. Технические условия.*–Минск: Евразийский совет по стандартизации, метрологии и сертификации, 25 с.(2008).
3. E-A. Ryan, L.E. Tam, D. McComb *Comparative translucency of esthetic composite resin restorative materials*, 76,1-6 (2010).

ПРИЕМНОЕ УСТРОЙСТВО ИЗМЕРИТЕЛЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Шульга А. А.

Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова,
Санкт-Петербург, Россия

Разработаны три варианта приемных устройств для измерения энергии лазерного излучения в диапазоне $10^{-1} - 10^{-7}$ Дж в области спектра 0,2 – 11 мкм. Рассмотрены способы решения проблемы измерения малых и больших энергий и предложены способы их реализации в конструкции устройства.

В импульсных фотометрах для широкой области спектра (0,2... 20 мкм и более) желательно использовать неселективные приемники излучения, имеющие широкие динамические диапазоны измерения энергии и длительности импульсов излучения. Для коротких импульсов излучения наносекундной длительности наибольший динамический диапазон получается у пирозлектрических приемников, набор которых позволяет работать практически в любой области спектра, где имеются источники импульсного излучения.

Самые распространенные источники излучения коротких импульсов – это лазеры. Большинство из них имеют энергии излучения в импульсе $10^{-5} - 10^{-1}$ Дж при длительности импульса излучения 10-50 нс. Частоты повторения этих лазеров достигают нескольких сотен Герц. Исходя из этого были сформулированы требования к разработанным измерителям энергии лазерного излучения. Одно из главных требований – соответствие постоянной времени интегрирования в фотоприемном устройстве диапазону длительностей измеряемых импульсов излучения и частоте их повторения. Эта постоянная времени была выбрана около 1 мс, что позволило работать при частотах 0 -200 Гц и длительностях $10^{-9} - 10^{-4}$ с.

Другое важное требование – размер приемной площадки приемника излучения: необходимо было учитывать диаметр пучка излучения лазера, который обычно находится в пределах 3-5 мм, и, в то же время, стремится к уменьшению размеров приемной площадки, т. к. с увеличением ее размера увеличивается емкость приемника, и, как следствие, уменьшается чувствительность.

С учетом приведенных выше требований, было разработано приемное устройство, принципиальная схема которого представлена на Рис. 1. Сигнал от пироприемника поступает на усилитель, а затем, через согласующее устройство, на осциллограф. Резистором осуществляется подстройка чувствительности приемного устройства. Приемник излучения настроен на измерение импульса положительной полярности, максимальное выходное напряжение в линейном режиме – 5 В.

Как видно из схемы, приемное устройство подключается к внешнему источнику питания (аккумуляторная батарея 9 В) либо через согласующее устройство, либо к собственному источнику питания регистрирующего устройства. Использование внешнего источника питания позволяет сократить размеры измерителя энергии и облегчить его замену, а также избежать наводок от сети переменного тока.

Предполагалось, что готовый приемник излучения в дальнейшем может быть встроен в уже готовую измерительную систему, поэтому внешние характеристики определялись требованиями к удобству крепления и обслуживания.

Внешне измеритель энергии представляет собой тубус с приемником излучения на одной из граней и выведенными через другую грань питающими и сигнальным проводами. В итоге, размер корпуса определяется только размерами электронных компонентов и платы, и был сделан как можно более компактным.

Приемник подключается к выносному регистрирующему устройству и позволяет варьировать его место установки, при этом тип используемого регистрирующего устройства можно выбирать в зависимости от поставленной задачи и подключать его либо напрямую (цифровой вольтметр), либо, в случае использования осциллографа, через согласующее устройство.

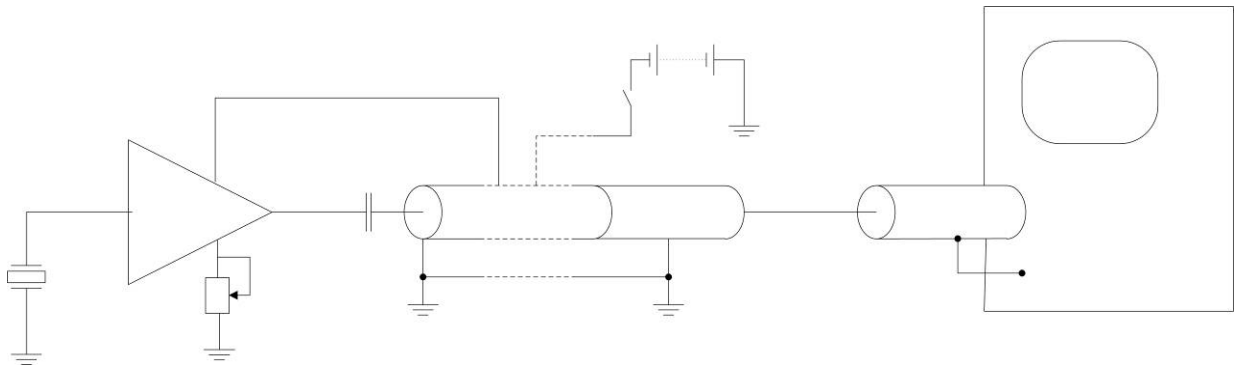


Рис. 1. Схема приемного устройства измерителя энергии излучения

Все детали корпуса выполнены из стали и имеют электрический контакт с электрической схемой по земле, «земляной» провод проходит в непосредственной близости от сигнального, благодаря чему обеспечивается хорошая экранировка и защита от помех.

Приемник энергии лазерного излучения выполнен в трех вариантах для трех пределов измерений. Первый вариант измерителя энергии для пределов измерений 10^{-5} - 10^{-3} Дж ПИП 3-5 (Рис. 2) имеет наиболее простую конструкцию и состоит из усилителя 1 и приемника излучения 2, вмонтированного непосредственно в боковую грань корпуса напротив входного отверстия.

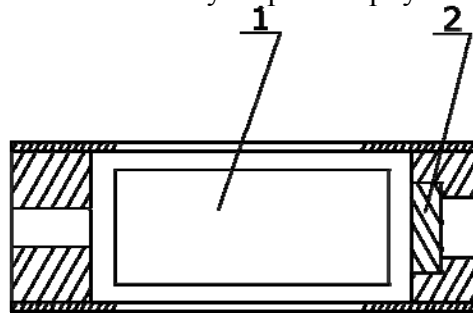


Рис. 2. Конструкция измерителя энергии ПИП 3-5

Для измерения более высоких энергий необходимо предпринимать меры для защиты от разрушения светочувствительного материала приемника излучения, которое может быть вызвано большой плотностью мощности лазерного излучения. Возникшую проблему удалось решить с помощью оптического ослабителя, встроенного в приемное устройство ПИП 1-3 (Рис. 3).

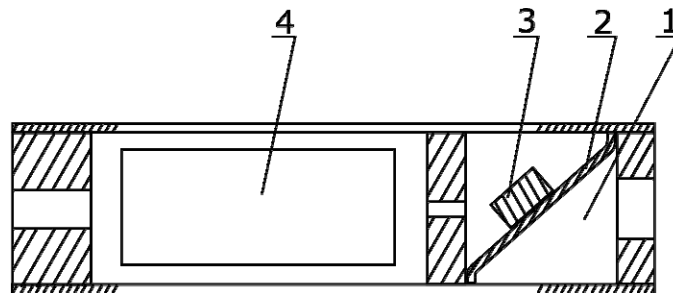


Рис. 3. Конструкция измерителя энергии ПИП 1-3

Ослабитель выполнен в виде цилиндрической отражающей полости 1, внутри которой под углом к входному отверстию, располагается отражающая пластина 2. Излучение попадает на грань отражающей пластины и многократно отражаясь и ослабляясь попадает на приемник 3, закрепленный на обратной стороне пластины. Таким образом, удается избежать случайного выхода из строя приемного устройства в случае больших плотностей мощности лазерного излучения и обойтись без дополнительных внешних ослабителей излучения. Внешний вид готового приемника с ослабителем представлен на Рис. 4.

Для измерения энергии на более низком пределе изготовлен вариант с дополнительным усилителем ПИП 5-7, конструктивно полностью повторяющий первый тип приемника с приемной площадкой, расположенной перед входным отверстием. Характеристики приемников излучения представлены в таблице 1.



Рис. 4. Внешний вид измерителя энергии с ослабителем

Все вышеперечисленные приемники работают в области спектра 0,2-11 мкм, и комплект из трех приемников обеспечивает работу в диапазоне энергий излучения от 10^{-7} до 10^{-1} Дж.

Таблица 1. Характеристики приемных устройств измерителя энергии лазерного излучения

Тип измерителя энергии	Измеряемый диапазон энергии излучения, Дж	Плотность мощности, Вт/см ²	Диаметр приемной площадки, мм ²	Габариты d x l, мм
ПИП 5-7	10^{-7} - 10^{-5}	10^6	4	20x60
ПИП 3-5	10^{-5} - 10^{-3}	10^6	8	20x50
ПИП 1-3	10^{-3} - 10^{-1}	10^8	8	20x50

Калибровка приемного устройства осуществлялась по методу, описанному в [1] на длине волны $\lambda=0,92$ мкм и проводилась в три этапа: 1) калибровка эталонного приемного устройства 2 разряда для измерения энергии излучения по эталонному приемнику 1 разряда для измерения мощности излучения; 2) измерение энергии импульса источника излучения с помощью откалиброванного эталонного приемника 2 разряда и расчет мощности излучения; 3) калибровка пироприемного устройства по источнику излучения с измеренной мощностью.

1. Э. В. Кувалдин, А. А. Шульга, *Оптический журнал*, **84**, №2, 52-58, (2017).

РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ФОКУСИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ В ЛАЗЕРНОЙ РЕЗКЕ

Галинский М.К.

Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

Рассматривается распределенное фокусирование лазерного излучения. Была поставлена задача описать структуру линз с распределенным фокусированием для различных типов этого фокусирования, а не только для луча Бесселя в рамках лучевой оптики. Получены уравнения, описывающие эти линзы с относительно широкой общностью.

В индустрии для лазерной резки необходимо точно выдерживать расстояние между фокусирующей линзой и разрезаемым материалом [1]. Кроме того, для лазерной резки существенен вопрос влияния поведения удаляемого расплава на качество среза и скорость резки [2]. Линзы с распределенным фокусированием позволят уменьшить необходимую точность в расстоянии между фокусирующей линзой и разрезаемым материалом и уменьшить объем выплавляемого при лазерной резке металла. Следовательно, масса материалов, отправленных на переработку, будет меньше, что является сейчас важным вопросом с точки зрения экологии [3].

Неконтактные лазерные скальпели используют сфокусированный лазерный луч [4]. Но для работы с ними также необходимо строго выдерживать расстояние между фокусирующей линзой и разрезаемой тканью. Чтобы облегчить работу с данными скальпелями можно создать фокусирование, при котором разрез будет идти в некотором сегменте длиной несколько сантиметров, как при использовании обычного металлического скальпеля.

Распределенное фокусирование также будет полезно в информационных технологиях.

Линзы, фокусирующие свет в точку, сейчас лишь упрощенная модель, хотя мы часто стараемся делать линзы для объективов, лазерных скальпелей, резаков, гравиров и т.д. как можно ближе к такой модели. Но уже в лазерных пинцетах используется луч Бесселя [5,6]. Этот луч образуют пропусканием лазерного луча через аксикон [7] и он является лишь частным случаем распределенного фокусирования.

На данное время существуют 3 типа конструкций оптических линз кроме сферических: линза Френеля, оптически неоднородная пластинка (градиентная линза) и асферическая линза. В рамках этой работы рассматриваются линзы с распределенным фокусированием, имеющие аналогичные вышеописанным линзам принципы действия.

Необходимость введения термина «распределенное фокусирование» объясняется тем, что на данный момент самыми близкими по значению к нему, после луча Бесселя, являются термины сферическая аберрация, которая не является полезным явлением и не создается специально, и каустика. Каустика же очень широкий термин, включающий в себя линии и поверхности, тогда как в рамках работы рассматриваются только отрезки и линзы, создающие такие каустические отрезки с заданным распределением мощности. В отличие от классической модели линзы, линза с распределенным фокусированием должна собирать лучи не в один фокус, а в бесконечное множество фокусов на отрезке – распределять фокус. Отсюда и название «распределенное фокусирование».

Цель – описание и расчет линз с распределенным фокусированием. Необходимо, чтобы конечные уравнения позволяли получить описание структуры линзы, исходя из требуемых характеристик распределенного фокусирования, например, длина лезвия, распределение мощности и т.д..

Пусть x_0 и x_1 – концы отрезка, на котором фокусируется лазерный луч (вкратце будет называться «лезвие»), $L = x_1 - x_0$ – длина лезвия, dP – мощность излучения, падающего на участок лезвия dx , R – радиус линзы и падающего на нее луча, d – толщина линзы.

Пусть $f(x)$ – функция распределения мощности на отрезке (лезвии).

$$f(x) = P'(x) \quad (1)$$

В этой работе описываются только линзы с как минимум одной плоской стороной. Луч лазера падает нормально на плоскую сторону.

Выбрав соответственно систему координат, имеем:

$$f(x) = \pm 2\pi W(y) y \frac{dy}{dx}, \quad (2)$$

где $W(y)$ – профиль интенсивности падающего на линзу излучения, y – радиус элементарного кольца линзы толщиной dy и фокусным расстоянием x . Знак в уравнении указывает на увеличение или уменьшение фокусного расстояния элементарного кольца с увеличением его радиуса.

Очевидно, что точечное фокусирование – это распределенное фокусирование с нулевой длиной лезвия.

Получены графики: зависимостей угла между нормалью к поверхности и главной оптической осью от радиуса элементарного кольца для аналога линзы Френеля (Рис. 1), коэффициентов преломления для оптически неоднородной пластинки (Рис. 2) и форм для асферической линзы (Рис. 3). Использовались параметры: $L = 30.32$ см, $R = 0.5$ см, для аналога линзы Френеля в случае знака «+» в уравнении (2) (Рис. 1 β^+) $x_0 = 0$ см, а в случае знака «-» (Рис. 1 β^-) $x_0 = 32$ см, для оптически неоднородной пластинки было принято $x_0 = 0$ см в обоих случаях, а для асферической линзы $x_0 = 32$ см. Профиль интенсивности был взят за плоский, а распределение мощности на лезвии за равномерное. На всех графиках координаты указаны в см, а углы в радианах.

Конечные уравнения выглядят следующим образом:

$$\beta(y) = \text{arctg} \left(n \sqrt{1 + \left(\frac{\psi(y)}{y} \right)^2} - \frac{\psi(y)}{y} \right), \quad (3)$$

$$\frac{dn}{dy} = \frac{-y}{d \sqrt{\psi^2(y) + y^2}}, \quad (4)$$

$$\frac{dy}{dx_L} = \frac{\psi(y) - x_L}{y} - n \sqrt{1 + \left(\frac{\psi(y) - x_L}{y} \right)^2}, \quad (5)$$

где $\psi(y) = x(y)$ – решение уравнения (2).

Среднюю плотность потока излучения, проходящего между лезвием и внешней каустической поверхностью можно вычислить, используя уравнение (6).

$$j(x) = \frac{1}{y_p^2(x)} \int_0^{y_p(x)} \sum_i \left| \frac{2y_i W(y_i) \psi^2(y_i)}{\psi^2(y_i) - x \left(\psi(y_i) - y_i \frac{d\psi(y)}{dy} \Big|_{y_i} \right)} \right| dy_a, \quad (6)$$

где y_i – модули вещественных решений уравнения (7), по абсолютной величине не превышающих радиуса линзы, $y_p(x)$ – граница внешней каустической поверхности.

$$(y - y_a) \psi(y) - yx = 0 \quad (7)$$

Графики зависимостей усредненной плотности потока энергии в области резки, создаваемые линзой с распределенным фокусированием и классической линзой с фокусом в точке x_1 , при равной мощности падающих на них лучей, приведены на Рис. 4. Мощность падающих на линзы лучей взята численно равной единице, так как мощности этих лучей входят в выражения для интенсивностей как множители.

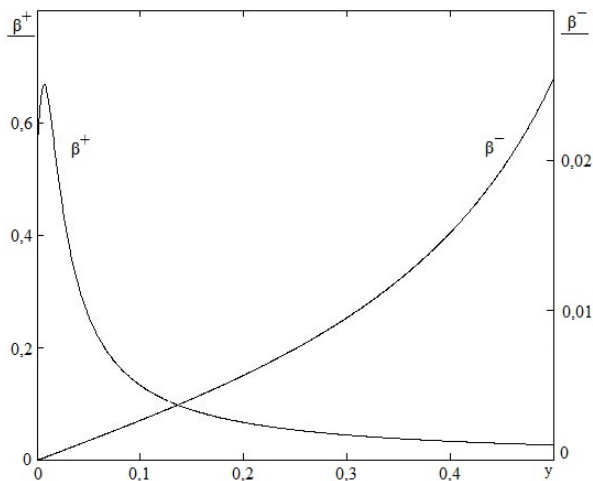


Рис. 1. Зависимости угла между нормалью к поверхности и главной оптической осью для аналога линзы Френеля

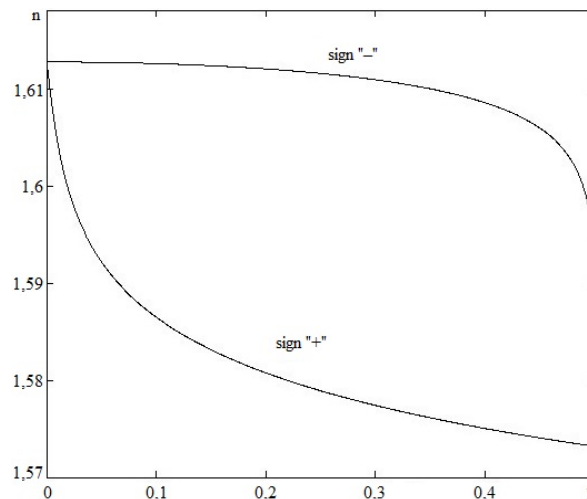


Рис. 2. Зависимости показателя преломления от координаты y (радиуса элементарного кольца)

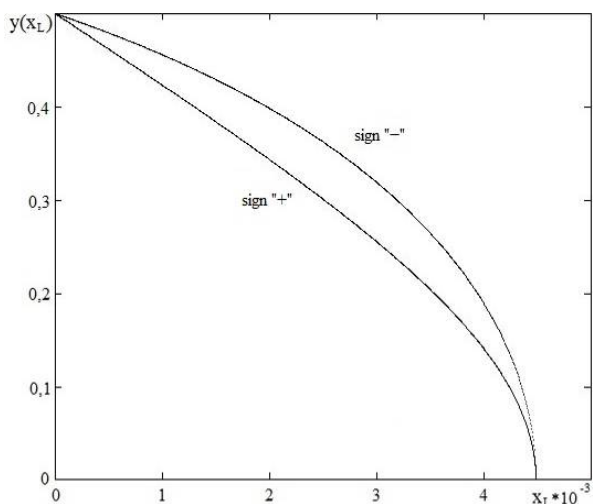


Рис. 3. Формы асферической линзы

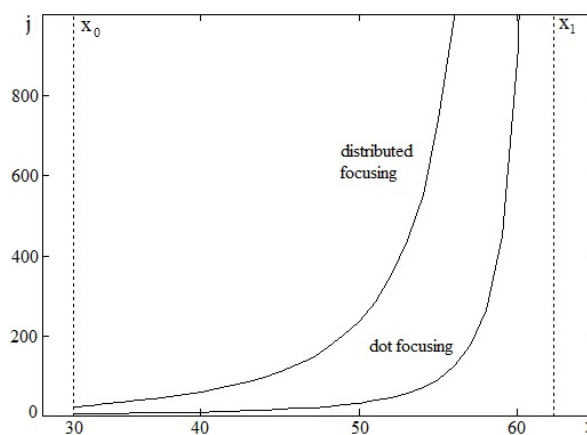


Рис. 4. Зависимости усредненной интенсивности излучения от расстояния до линзы для линз с распределенным и точечным фокусированием

Численный анализ полученных результатов показывает, что при использовании линзы с распределенным фокусированием мощность лазера в приведенном примере можно уменьшить на 77.5%, а объем выплаваемого металла на 64.5% по сравнению с использованием классической линзы. При этом можно менее строго выдерживать оптимальное расстояние между фокусирующей линзой и разрезаемым материалом.

1. H.T. Robert, K.A. Dell, A. Leo, *New York: Industrial Press Inc.*, 188, 1994.
2. H. Ozaki, M Quang, H Kawakami, J. Suzuki, Y. Uemura, Y. Doi, M Mizutani, Y. Kawahito, *Elsevier*, **237**, 181–187, 2016.
3. B.S. Yilbas, M.M. Shaukat, F. Ashraf, *Elsevier*, **93**, 67-73, 2017.
4. D.H. Sliney, S.L. Trokel, *New York: Springer-Verlag Inc.*, 230, 1993.
5. V. Garces-Chavez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, K. Dholakia, *Nature*, **419**, 145–147, 2002.
6. F.G. Mitri, R.X. Li, L.X. Guo, C.Y. Ding, *Elsevier*, **187**, 97–115, 2017.
7. Л.Н. Пятницкий, В.В. Коробкин, *Труды института общей физики*, **57**, 59–114, 2000.

УНИФИКАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ МИКРООБЪЕКТИВА ДЛЯ УПРОЩЕНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СБОРКИ

Дырдина В.Ю. Табачков А.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

При разработке новых микрообъективов весьма актуально не только улучшать их технические и оптические характеристики, но и унифицировать оптические схемы и механические конструкции. Работа в этих направлениях позволяет сделать объективы более универсальными

В настоящее время выпускается достаточно большое разнообразие моделей микроскопов. Они имеют различные характеристики и предназначены для проведения разнообразных микроскопических исследований. Для обеспечения работы на данных микроскопах требуется наличие широкой гаммы модельного ряда микрообъективов с разнообразными параметрами.

Особенность современных микрообъективов состоит в том, что они все стандартизованы по определенным признакам (линейное поле, парфокальная высота, увеличение и др.). Таким образом, не смотря на большое разнообразие их можно разделить на несколько групп, в зависимости от тех или иных характеристик [1]. Одним из параметров по которому можно стандартизировать объективы – это покровное стекло, с которым они работают в составе прибора. При этом стоит отметить, что выпускаемые микрообъективы разрабатываются таким образом, что их конструкции предназначены для работы с конкретным покровным стеклом. Одним из аспектов унификации оптической схемы и механической части конструкции микрообъективов является разработка такой модели, которая позволяет адаптировать базовый объектив к условиям работы с различными покровными стеклами.

Некоторые производители выпускают микрообъективы способные производить адаптацию к различной толщине покровных стекол. Данные конструкции объективов имеют VAR-коррекцию по покровному стеклу. В этих моделях конструктивно заложена возможность произвести перенастройку оптической системы на различную толщину покровного стекла. Такая перенастройка осуществляется за счёт перемещения определённых узлов или группы оптических компонентов. Поэтому данные модели объективов имеют довольно сложную механическую конструкцию. Они являются наиболее трудоемкими в изготовлении и имеют высокую себестоимость, так как коррекционная подвижка значительно усложняет конструкцию механических узлов. В связи с этим приведенный подход не рекомендуется использовать в конструкциях микрообъективов простого и среднего класса [2].

При рассмотрении объективов среднего класса (имеющих увеличение в интервале 20-50x) были выявлены иные конструкции, которые позволяют адаптировать объектив для работы с различными покровными стеклами. Некоторые производители выпускают конструкции со «сменными покровными стеклами». Суть данного варианта основана на перераспределении толщины между покровным стеклом и фронтальной линзой. В конструкцию объектива заложена возможность установки дополнительных сменных оправ с различными корректорами (имитаторами) покровного стекла. Данные объективы комплектуются набором дополнительных оправ, выполненных в виде наружных колпачков, которые устанавливаются на корпусе объектива во время работы. В результате перед фронтальной линзой размещается имитатор покровного стекла. Данных колпачков с имитаторами изготавливают несколько штук. Каждый из них имеет различную толщину имитатора. Толщина самого толстого имитатора выбирается равной самому толстому покровному стеклу, на работу с которым рассчитан объектив. Таким образом, при отсутствии имитатора (объектив установлен на микроскоп без колпачка с имитатором) микрообъектив предполагается использовать при работе с самым толстым покровным стеклом. При установке самого толстого имитатора объектив предназначен для работы без покровного стекла. Толщина промежуточных имитаторов выбирается из следующих соотношений $t_i + t_{pc} = t_i(\max) = \text{const}$; где t_i толщина стекла в имитаторе, t_{pc} толщина покровного стекла [3].

При рассмотрении конструкций можно отметить, что фронтальный узел микрообъектива содержит фронтальную линзу, которая имеет две различные конфигурации: плоско-выпуклой и

вогнуто-выпуклой линзы. При проведении анализа существующих конструкций объективов, которые предназначены для работы с разной толщиной покровного стекла, были отмечены некоторые характерные особенности:

- Если фронтальная линза имеет плоско-выпуклую форму, то разница между моделями объективов заключается в различии толщины фронтальной линзы (Рис. 1). Также было отмечено, что при изменении толщины линзы, расстояние D , в различных модификациях объективов, остается постоянным.

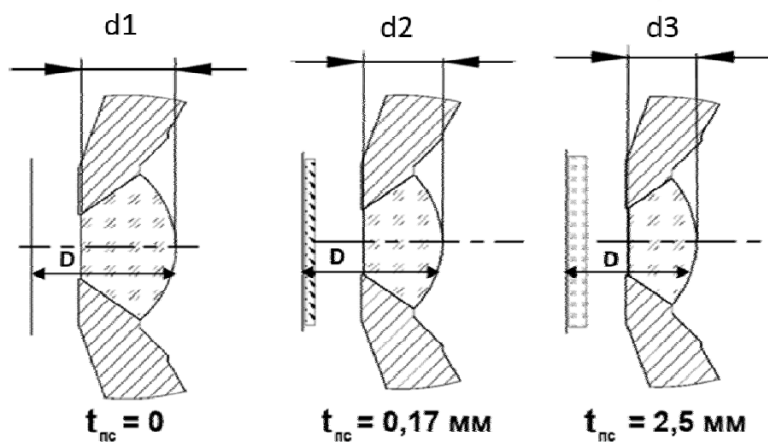


Рис. 1. Различия фронтального узла при плоско-выпуклой фронтальной линзе

- Если линза имеет две сферические поверхности, то разные модификации микрообъективов существенно отличаются именно этим мениском. В процессе перерасчета схемы микрообъектива для возможной работы с другой толщиной покровного стекла приходится изменять оба радиуса кривизны и толщину линзы [4].

Таким образом, осуществить адаптацию конструкции микрообъектива к работе с покровными стёклами разной толщины можно следующими способами:

1. Изготавливать микрообъектив, имеющий коррекционную подвижку.
2. Устанавливать на микрообъектив имитатор покровного стекла в отдельной оправе.
3. Изготавливать разные фронтальные узлы, изменяя толщину фронтальной линзы.
4. Изготавливать фронтальные узлы, изменяя конструктивные параметры фронтальной линзы (другая толщина и радиусы).

Микрообъективы с большим увеличением и числовой апертурой имеют фронтальную линзу в форме мениска, а также маленький передний рабочий отрезок. В виду этого, процесс адаптации микрообъективов данного класса возможен только при помощи 1 и 4 способа (оговоренных выше). Однако эти способы являются самыми трудоемкими из перечисленных. Поэтому работа в данном направлении представляется наиболее актуальной.

В качестве исследуемого образца был выбран Планахроматический объектив с увеличением 100x и апертурой 0,93. Фронтальная линза этого объектива имеет форму двух сферических поверхностей. В настоящее время выпускается две модификации данного микрообъектива. Один микрообъектив работает с покровным стеклом 0,17 мм, а вторая модель рассчитана на работу без покровного стекла. Разница между данными моделями заключается в различных фронтальных линзах (узлах). Довольно часто, в аналогичных конструкциях микрообъективов, изменениям конструктивных параметров подвергаются также и линзы второго узла. Поэтому при производстве этих объективов необходимо изготавливать две разные фронтальные линзы, оправы и два разных узла. В противном случае, количество возрастает до четырех линз, оправ и узлов.

В работе за базовую модель была выбрана модификация объектива с покровным стеклом, которую необходимо адаптировать для работы без покровного стекла. В качестве решения предлагается при изготовлении второго варианта микрообъектива клеивать покровное стекло в соответствующее углубление на торце фронтальной оправы, при этом параметры фронтальной линзы и второго мениска оставить без изменений. Таким образом, при наличии одних и тех же деталей можно изготавливать два варианта фронтального узла. При последующей сборке объективов достаточно укомплектовать их соответствующим вариантом фронтального узла.

Для проверки предложенного решения, были проведены оптические расчёты предложенного и исходных вариантов. В качестве программного обеспечения были использованы прикладные программы OPAL и ZEMAX. Выполненные расчёты подтвердили, что предложенные конструктивные изменения не приводят к ухудшению абберационных характеристик, и технических параметров микрообъектива.

Для апробации теоретических выводов и расчетов были разработаны новые оптические и механические детали. В процессе работы была спроектирована новая оправа, которая позволяет на этапе изготовления фронтального узла устанавливать и закреплять одиночную линзу, а также при необходимости клеивать покрывное стекло (Рис. 2).

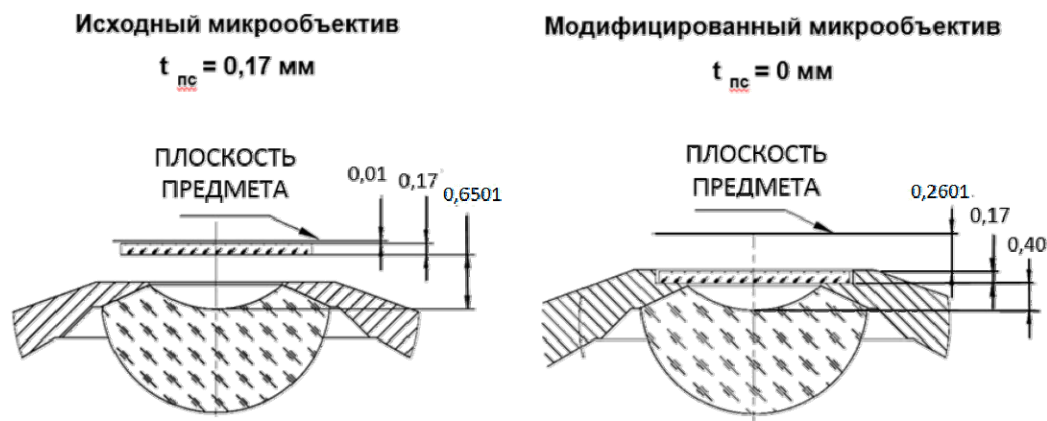


Рис. 2. Разновидности изготовления нового фронтального узла

Выводы

1. В результате работы предложено новое конструктивное решение для адаптации микрообъектива, имеющего высокое увеличение.
2. Была модифицирована конструкция микрообъектива «Планапохромат 100x0,93». Результатом модификации является уменьшение номенклатуры деталей, упрощение технологического процесса и снижение себестоимости изделия.
3. Теоретическим и практическим путем доказана возможность данной модернизации конструкции и технологического процесса сборки.

1. Г.Е. Скворцов, В.А. Панов, Н.И. Поляков, Л.А. Федин, *Микроскопы* / Под ред. канд. техн. наук Н. И. Полякова. Л.: Машиностроение, 512, (1969).

2. Т.А. Иванова, В.К. Кирилловский, *Проектирование и контроль оптики микроскопов*. Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 231, (1984).

3. А.Г. Табачков, *Конструкторско-технологическая унификация микрообъективов с учетом автоматизации их сборки* : дис. канд. техн. наук (05.11.14), СПб, 142, (2011).

4. Д.Н. Фролов, *Синтез оптических систем линзовых микрообъективов*, Оптический журнал. **69**, № 9, 16–20, (2002).

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ

Ветров А.А., Коцюбинский Т.Д., Тиханова Д.В.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

Разработан макет волоконно-оптического датчика температуры на основе датчика перемещения амплитудного типа. Диапазон измеряемых температур $15 \div 130^{\circ}\text{C}$, основная погрешность – 1°C . Предполагаемая область использования – системы терморегуляции помещений. Достоинства – пассивность, электровзрывобезопасность, удаление ЧЭ от блока регистрации – до 300 м.

В настоящее время в развитии техники одним из важных направлений является сенсорика. Без достоверных данных о физических параметрах материалов и элементов конструкций невозможно правильное функционирование любой мало-мальски сложной технической системы. Значительное количество датчиков уже создано и успешно используются, однако по-прежнему остается **актуальной** задача совершенствования конструкции датчиков, увеличения их надежности, поиска новых физических принципов, используемых при построении датчиков.

В этой связи представляются перспективными разработка и проектирование волоконно-оптических датчиков различных физических параметров, среди которых: температура, давление, ускорение, перемещение и т.д. В первую очередь, это связано с появлением высококачественного и доступного (в том числе и по цене) оптического волокна, а также за счет снижения стоимости оптоэлектронных компонентов (полупроводниковых источников излучения, фотоприемников, оптических разъемов и соединителей и т. п.), которые изначально были разработаны для использования в системах оптической связи. Кроме того, такие датчики имеют существенные достоинства по сравнению с другими типами датчиков.

Преимущества волоконно-оптических датчиков (ВОД):

- ВОД состоят из электрически непроводящих материалов, что позволяет использовать их, например, в местах с высоким напряжением.
- Возможность использования ВОД во взрывоопасной и пожароопасной среде, поскольку исключено появление электрической искры, даже в случае неисправности.
- ВОД не подвержены электромагнитным помехам и не являются их источником.
- За счет сверхмалых потерь в оптическом волокне чувствительный элемент ВОД может располагаться на значительном (до сотен метров) удалении от блока управления и анализа без существенной потери полезной информации.

Волоконно-оптические датчики, основанные на измерении смещения какого-либо чувствительного элемента под внешним воздействием, имеют наиболее простую конструкцию по сравнению с другими типами.

Рассмотренный в работе волоконно-оптический датчик температуры (ВОДТ) является датчиком отражательного типа с амплитудной модуляцией оптического излучения. Его преимущества – это низкая стоимость материалов и комплектующих, простота конструкции, высокая чувствительность к смещению элемента (порядка 0.1 мкм), надежность и долговечность.

Принцип действия такого датчика прост. Его чувствительный элемент включает в себя два оптических волокна – передающее и приемное. В простейшем случае они расположены параллельно вплотную друг к другу с общей плоскостью свободных торцов. Свет, выходящий из передающего волокна, отражается от подвижного отражателя и попадает в приемное, причем количество принятого света сильно зависит от расстояния до отражателя. В случае датчика температуры таким отражателем служит полированный торец металлического стержня, длина которого меняется под воздействием окружающей температуры.

Схема чувствительного элемента (ЧЭ) приведена на Рис. 1:

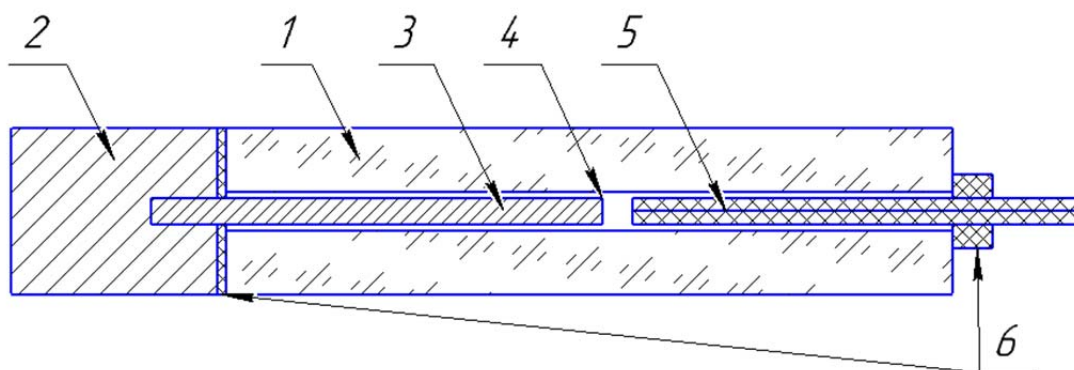


Рис. 1. 1 - стеклянный корпус (кварцевая трубка); 2 - металлический корпус (подставка); 3 - подвижный элемент (металлический стержень), 4 - отражатель (полированный торец стержня); 5 - керамический капилляр с двумя оптическими волокнами внутри - приемным и передающим, 6 оптический клей

При конструировании датчика было использовано специальное многомодовое оптическое волокно производства НИИТИОМ (С.-Петербург), имеющее диаметр сердцевины 100 мкм, а оболочки – 125 мкм. Проводились измерения оптоволоконного модуля в режиме датчика перемещения (от подвижного зеркала). За счет применения специальных волокон и их расположения вплотную друг к другу удалось добиться наилучшего коэффициента передачи оптической мощности (в максимуме около 10%). Протяженность участка передаточной характеристики с максимальной крутизной (от нуля до максимума) составила около 250 мкм.

Внутренний стержень 3 (Рис. 1) выполнен из алюминия (коэффициент линейного термического расширения $22,2 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$), а корпус чувствительного элемента – из кварцевого стекла (коэффициент линейного термического расширения $0,6 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$).

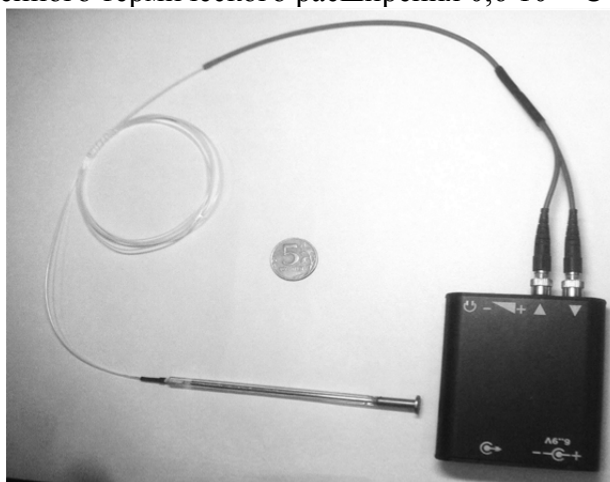


Рис. 2. Внешний вид волоконно-оптического датчика температуры (ВОДТ)

Конструктивное исполнение ВОДТ представлено на Рис. 2. При длине рабочего стержня $L = 100$ мм ширина диапазона измеряемых температур составляет $\Delta T = 110^{\circ}\text{C}$ (исключая участок малой крутизны датчика перемещения).

За счёт первоначальной настройки чувствительного элемента датчика путем выбора начальной рабочей точки на характеристике датчика перемещения (в начале, середине или в конце участка максимальной крутизны) можно выбрать желаемый диапазон измеряемых температур. Например, от -30 до $+80^{\circ}\text{C}$. Или, как реализовано в исследованном макете, от $+15$ до $+125^{\circ}\text{C}$ (который был выбран из соображений удобства проведения измерений).

Экспериментальный график промежуточной вольт/температурной характеристики ВОДТ представлен на Рис. 3:

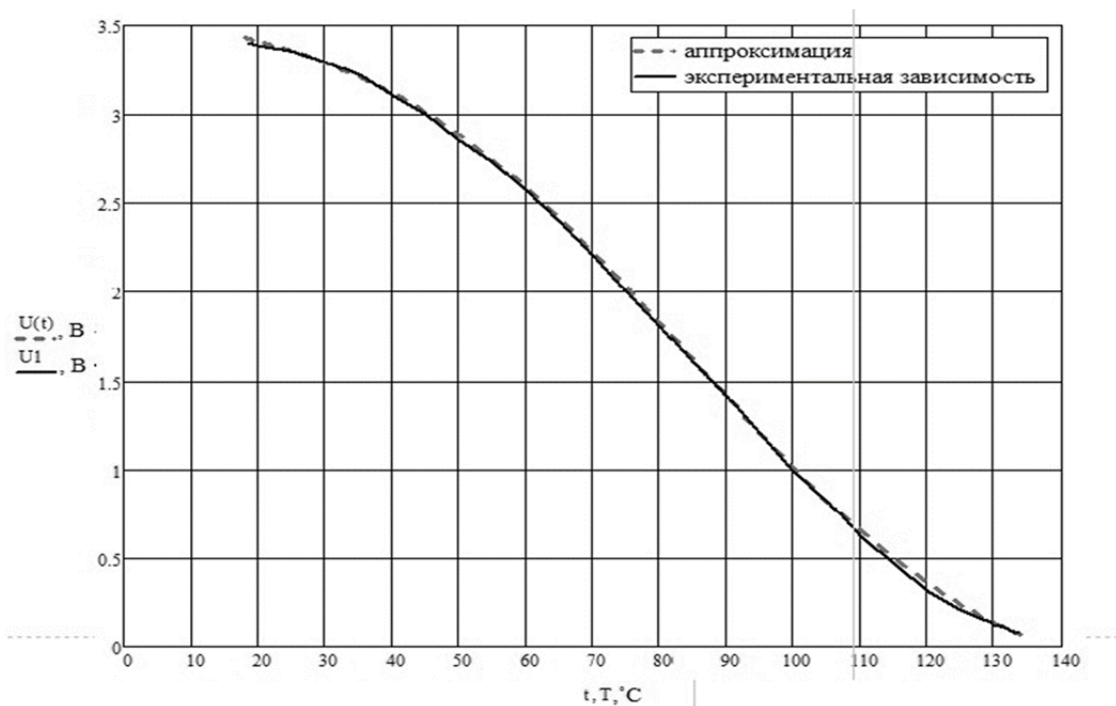


Рис. 3. Зависимость выходного напряжения датчика от температуры окружающей среды

В результате серии экспериментов путем сравнения с эталонной термопарой основная погрешность измерения температуры с помощью ВОДТ была оценена приблизительно в 1°C . Постоянная времени датчика составила около 1 минуты.

Ширина диапазона измеряемых температур легко может быть изменена путем изменения длины рабочего стержня. Например, при $L = 50$ мм диапазон ΔT составит около 230°C при соответствующем увеличении основной погрешности. Верхняя и нижняя границы измеряемых температур определяются свойствами материалов, используемых в конструкции ЧЭ. В частности, высокотемпературные оптические волокна с металлическим покрытием выдерживают температуры до 350°C (есть данные по специальным волокнам с многослойным покрытием, выдерживающим до 650°C).

Аналоговый сигнал с оптико-электронного блока (справа внизу на Рис. 2) подается на вход платы ArduinoUno. На плате размещен АЦП, который преобразует аналоговый сигнал в цифровой, который далее поступает в микроконтроллер. В микроконтроллере записана программа, которая пересчитывает значение сигнала в вольтах в значение температуры в градусах, используя аппроксимацию зависимости выходного напряжения датчика от температуры (см. Рис. 3). Это значение отображается визуально на LCD-дисплее, а также поступает на USB (или RS 232) выход для использования в системах автоматического регулирования температуры.

Предложенный в работе волоконно-оптический датчик температуры можно использовать в системах терморегуляции и кондиционирования различных складских, производственных и сельскохозяйственных помещений, а также в тяжелых условиях агрессивных сред, сильных электромагнитных полей и радиации.

Работа выполнена при поддержке проекта «Разработка и изготовление нанoeлектромеханических высокочувствительных сенсоров давления для информационно-измерительных и оптико-электронных систем технического мониторинга машин и механизмов и акустического мониторинга среды», реализуемого в рамках ФЦП Минобрнауки РФ «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 - 2020 годы» (мероприятие 1.2, очередь 01).

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧЕЙ В ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОМ ПРОГИБОМЕРЕ

Горбачёв А.А., Хоанг Ань Фыонг, Хоанг Ван Фонг

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматривается особенность построения системы отклонения лучей в оптико-электронном прогибомере. С помощью матричного метода рассмотрено смещение изображения объекта при повороте прогибомера относительно произвольной оси в неподвижной системе координат xuz .

В производственной и научной деятельности высокоточное измерение пространственного положения элементов крупногабаритных конструкций является важной задачей. Контроль положения элементов крупногабаритных конструкций, таких как плавучий док, крыша стадиона, основное зеркало радиотелескопа и др. можно осуществлять с помощью инвариантных оптико-электронных систем. Такие системы позволяют обеспечить высокую точность, надежность, универсальность и возможность автоматизации процесса измерения [1].

Под пространственной инвариантностью оптического прибора понимается нечувствительность создаваемого им изображения к изменению пространственного положения одного или нескольких элементов этого прибора. Изменение пространственного положения элемента конструкции может быть как угловым, так и линейным. Такие изменения в неинвариантных системах вызывают изменение положения изображения, изменение направления лучей, поворот изображения либо деформацию волновой поверхности. В зависимости от сложности оптических приборов пространственная инвариантность может быть представлена в одном из следующих видов – абсолютная, относительная, дифференциальная [2].

В рамках данной работы предлагается рассмотреть особенности построения системы отклонения лучей в оптико-электронном прогибомере с единым полем анализа. Оптико-электронный прогибомер – прибор, предназначенный для контроля деформаций плавучих доков в вертикальной плоскости в процессе их эксплуатации.

Схема такого прогибомера состоит из трех частей (Рис. 1): реперные метки 1 и 2 – РМ, размещаемые в контролируемых точках объекта и задающие пространственно-временное положение элементов крупногабаритных конструкций; система отклонения лучей 3 и 4 (СОЛ), основная функция которой состоит в изменении направления оптического излучения на 90° от РМ, объектив 5 формирует изображение РМ на многоэлементном приемнике оптического излучения 6.

СОЛ могут быть построены с помощью зеркально-призменных систем [3]. Плоские зеркала и зеркальные системы обычно применяются в тех случаях, когда велики поперечные габаритные размеры хода лучей в месте расположения отражающих элементов, требуется малая масса оптической системы, отсутствие хроматизма и малые светопотери в широкой области спектра [4]. Когда же необходима наименьшая расстраиваемость отражательных элементов, расположенных в узком сечении световых лучей, целесообразно применение призменных систем.

Зеркальные системы удобны в плане математического описания, поэтому рассматривать принципиальные особенности построения оптических схем двухканальной оптико-электронной измерительной системы контроля линейных перемещений пространственного положения объектов будем на основе таких систем.

СОЛ должна изменять направление оптических лучей на 90° по обоим каналам, поэтому условимся считать начальным положение, изображенное на Рис. 2. Отражающая поверхность одиночного зеркала 1 расположена под углом 45° к оси z , а отражающая поверхность одиночного зеркала 2 – под углом минус 45° к оси z неподвижной системы координат xuz . Угол между отражающими поверхностями угловых зеркал 3 и 4 составляет 45° . Первая по ходу луча отражательная поверхность углового зеркала 3 составляет угол минус $22,5^\circ$ с осью z , а отражательная поверхность углового зеркала 4 – $22,5^\circ$ с осью z неподвижной системы координат xuz .

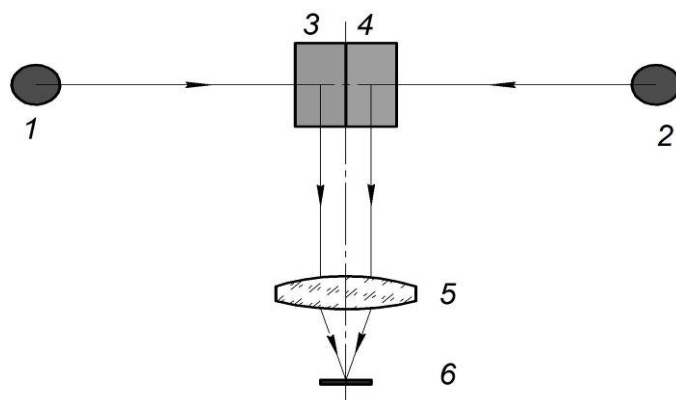


Рис. 1. Обобщенная оптическая схема ОЭС для контроля перемещений элементов крупногабаритных конструкций

СОЛ может быть построена с помощью элементарных зеркальных систем: два одиночных зеркала 1-2 (Рис. 2, а), два угловых зеркала 3-4 (Рис. 2, б), одиночное и угловое зеркало 1-4 (Рис. 2, в).

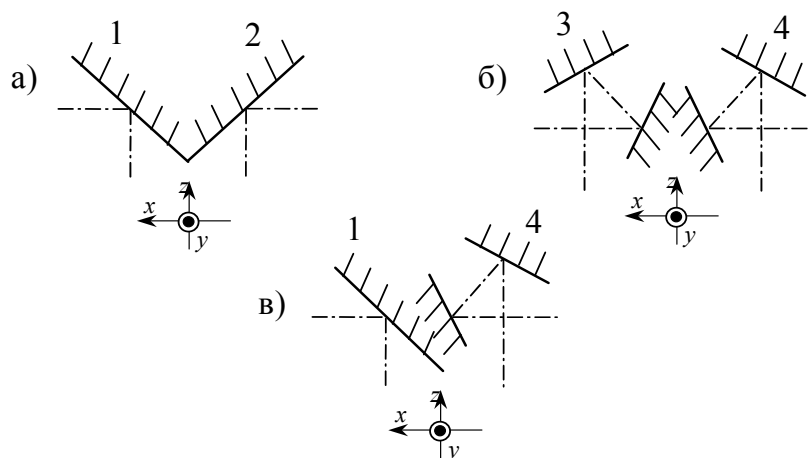


Рис. 2. СОЛ с двумя одиночными зеркалами (а), двумя угловыми зеркалами (б), одним одиночным и одним угловым зеркалом (в)

С помощью матричного метода можно рассматривать направления луча после отражения от СОЛ и оценить смещение изображений объектов на приемнике при повороте СОЛ относительно произвольной точки в неподвижной системе координат xuz . Анализ результатов позволяет найти особые точки поворота, в которых смещения изображения объекта для правого и левого каналов будет одинаково.

1. V. V. Korotaev, A. V. Pantiushin, M. G. Serikova, A. G. Anisimov, *Ocean Engineering*, 117, 39-44 (2016).
2. С. А. Сухопаров, *СПб: СПбГУ ИТМО*, 14, 10-49, (2008).
3. И. А. Грейм, *Машиностроение*, 8-61, (1981).
4. Г. В. Погарев, *Машиностроение, Ленингр. отд-ние*, 2-е изд, 88-130, (1982).

АНАЛИЗА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УГЛОВЫХ ПОВОРОТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАТЕРНИОННОГО МЕТОДА

Хоанг Ван Фонг, Коняхин И.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проанализировано влияние основных первичных погрешностей автоколлимационной углоизмерительной системы на точность измерения положения оси и величины поворота объекта. Исследования выполнялись на компьютерной модели, алгоритм которой базируется на описании поворотов методом кватернионов.

Угловое положение объекта определено, если известно положение осей системы координат $X_1Y_1Z_1$, связанной с перемещающимся объектом (подвижной) относительно осей неподвижной системы координат XYZ , связанной с измерительной системой [1-3]. Положение подвижной системы координат определяется положением фактической оси (зенитный и азимутальный углы) и углом вокруг этой оси с использованием кватернионного метода [4-6]. В этой работе рассмотрим следующие основные первичные погрешности, влияющие на измерении положения подвижной системы [7,8]:

- погрешность фокусного расстояния объектива автоколлиматора Δ_f ;
- погрешность, вызванная неточным измерением координаты изображения марки на чувствительной площадке ПЗС-матрицы Δ_x .

Для анализа влияния первичных погрешностей на погрешности измерения в рассматриваемом случае эффективно имитационное компьютерное моделирование, реализовано в программном пакете MathCAD. При исследованиях используется следующая методика:

1) по заданным величинам η, χ, φ , соответствующим зенитный и азимутальный углы положения оси и угол поворота, рассчитываются координаты изображений марки автоколлиматора на матрице

2) рассматривается воздействие первичной погрешности, приводящей к случайному изменению соответствующего параметра измерительной системы;

3) при изменённом значении параметра измерительной системы рассчитываются погрешности измерения. Для ее расчета в модели выполняется сравнение значений углов η, χ, φ , найденных с учетом воздействия первичной погрешности и найденных по точным выражениям по следующим выражениям:

$$\Delta\eta_i = \eta - \eta_i; \quad \Delta\chi_i = \chi - \chi_i; \quad \sigma\varphi_i = \varphi - \varphi_i \quad (1)$$

где i – номер эксперимента (цикла); η, χ, φ – заданные точные значения углов, $\eta_i, \chi_i, \varphi_i$ – значения углов, измеренные системой с некоторой погрешностью на i – том цикле эксперимента. Блок-схема алгоритма проведения исследований с моделью представлена на Рис. 1.

Для анализа погрешности использовалось по 150 циклов моделирования для каждой реализации. При выполнении моделирования были использованы следующие значения параметров автоколлимационной системы: фокусное расстояние объектива $f'=100$ мм; размер пикселя ПЗС-матрицы $p_x = p_y = 10$ мкм; углы отклонения двугранных углов тетраэдрического отражателя от 90° соответствуют $\delta_{12}= 30$ угл. минут, $\delta_{13}= -21,1$ угл. минут, $\delta_{23}=21,1$ угл. минут; начальные значения зенитного и азимутального углов положения фактической оси и угла поворота вокруг этой оси составляют $\eta=90^\circ$, $\chi=45^\circ$, $\varphi=20$ угл. минут; наибольшее задаваемое значение погрешности $\Delta_{f_{max}}= 6\%$, погрешности $\Delta_x - 1$ пиксел ПЗС.

В результате исследования получим графики зависимости погрешности измеряемых углов от погрешности фокусного расстояния объектива (Рис. 2) и от погрешности, вызванной неточным измерением координаты изображения марки на чувствительной площадке ПЗС-матрицы (Рис. 3)

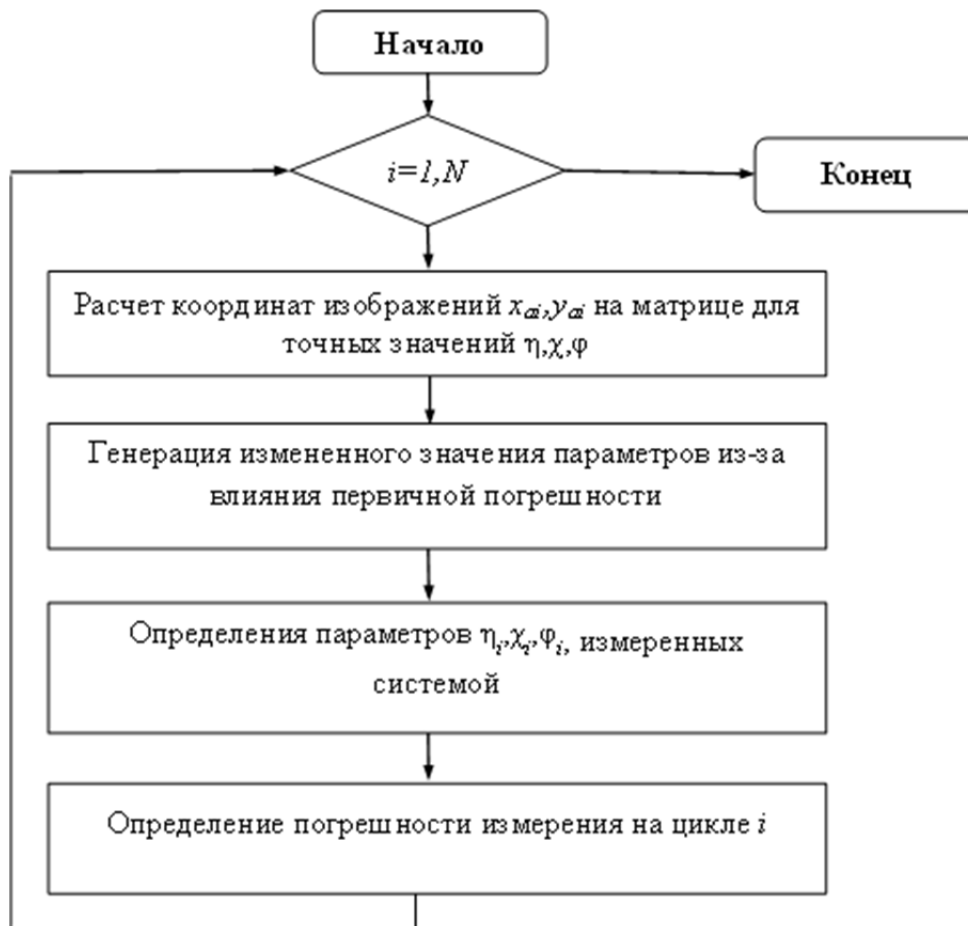


Рис. 1. Блок-схема алгоритма реализации компьютерной модели исследования погрешности измерения

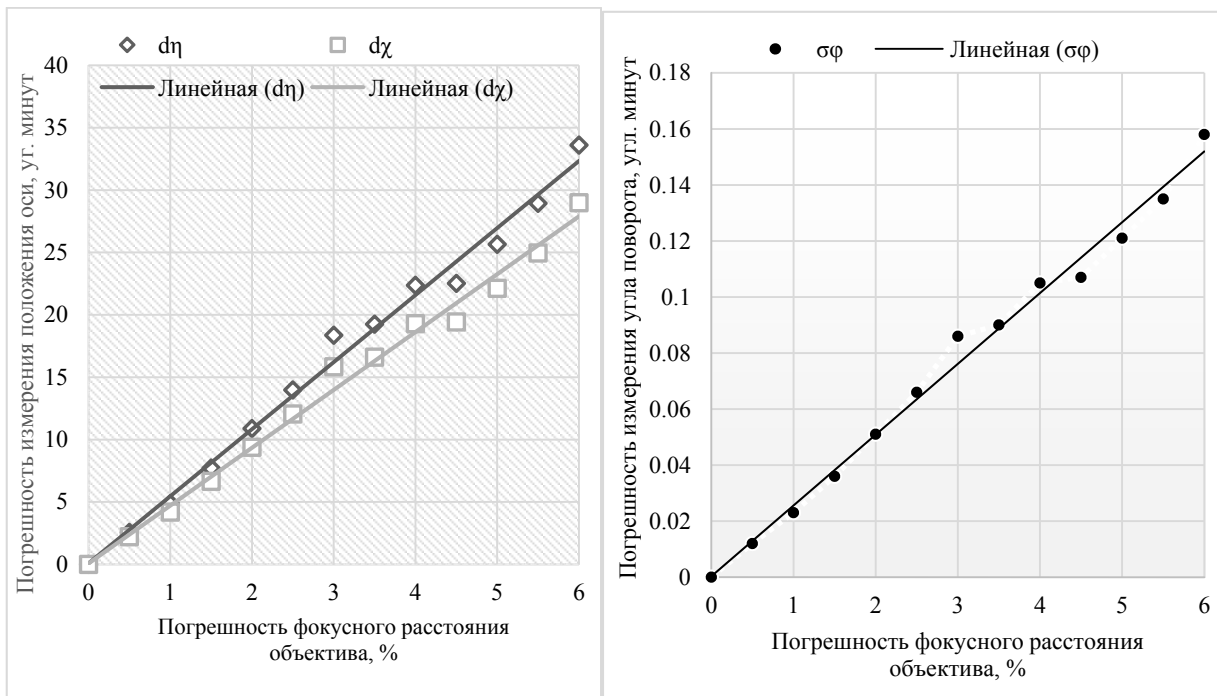


Рис. 2. График зависимости погрешности измерения положения оси и угла поворота от погрешности фокусного расстояния объектива

Полученные результаты определяют возможность построения несложных проектных методик точностного расчёта, основанных на компьютерных моделях, использующих кватернионный метод. Такие методики могут использоваться при проектировании автоколлимационных углоизмерительных систем в случае наличия априорной информации о

положении оси поворота объекта, например, мониторинговых измерениях деформаций валов или трубопроводов.

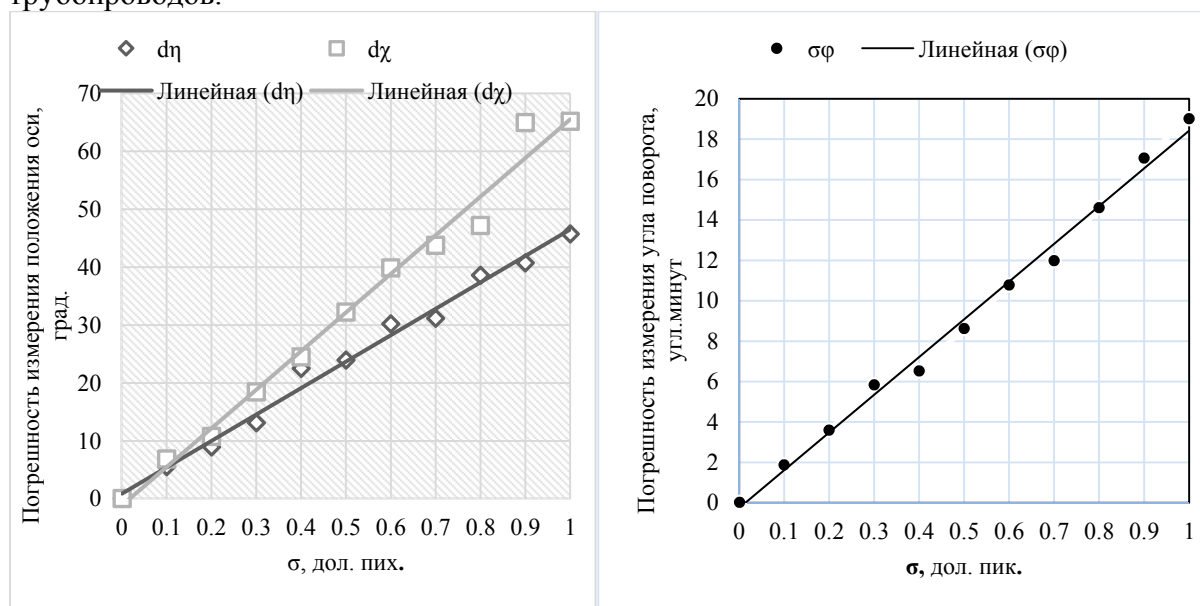


Рис. 3. График зависимости погрешности, вызванной неточным измерением координаты изображения марки на чувствительной площадке ПЗС-матрицы

1. Джабиев А.Н., Коняхин И.А., Панков Э.Д. Автоколлимационные углоизмерительные средства мониторинга деформаций. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2000. 197 с.
2. Бронштейн Ю.Л. Крупногабаритные зеркальные системы (контроль геометрии, юстировка). М.: ДПК Пресс, 2013. 480 с.
3. Сивцов Г.П. Пространственные оптические системы: монография. Новосибирск: СГГА, 2011. 332 с.
4. Коняхин И.А., Хоанг В.Ф. Применение кватернионов для расчета параметров отражателя автоколлимационной углоизмерительной системы // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 5. С. 773–779.
5. Melek Erdogan and Mustafa Ozdemir. On Eigenvalues of Split Quaternion Matrices // Advances in Applied Clifford Algebras, T. 23, May 2013. С. 615–623.
6. Побегайло А.П. Применение кватернион в компьютерной геометрии и графике. Минск: БГУ, 2010. 216 с.
7. И.А. Коняхин, Т.В. Тургалиева Трехкоординатный цифровой автоколлиматор // Оптический журнал, том.80, №12, 2013, 74-81
8. Konyakhin I.A., Kopylova T.V., Konyakhin A.I., Smekhov A.A. Optic-electronic systems for measurement the three-dimension angular deformation of axles at the millimeter wave range radiotelescope // Proceedings of SPIE , No. Vol. 8759, 2013. P. 87593E.

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР, СОДЕРЖАЩИХ МАССИВЫ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Еремеев М.А., Михайлов И.И., Тадтаев П.О., Павлова М.Д.,
Патоков Н.О., Ламкин И.А., Тарасов С.А.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

Созданы органические светоизлучающие структуры с включением коллоидных квантовых точек селенида кадмия. Рассматривается влияние коллоидных квантовых точек на параметры органического светодиода.

Синтез и исследование коллоидных квантовых точек (ККТ) и приборов на их основе являются одними из самых перспективных направлений в современной электронике. Вместе с тем, в последние годы все большую актуальность приобретают органические проводящие материалы и приборы на их основе (OLED), поскольку их использование позволяет создавать экраны с низким энергопотреблением, высокой скоростью работы, а также интенсивной и насыщенной цветопередачей [1]. Добавление ККТ в органические светоизлучающие структуры должно позволить существенно улучшить их рабочие характеристики.

Типичная структура OLED состоит из прозрачной подложки, прозрачного анода, двух тонких слоёв органических соединений, выступающих в качестве транспортных слоёв для дырок и электронов соответственно, а также катодного контакта. Более сложные устройства содержат большее количество слоёв [2]. Коллоидные квантовые точки, внедрённые в структуру OLED, позволяют повысить эффективность прибора благодаря высокому квантовому выходу люминесценции и дают возможность управлять свойствами излучения [3].

Были созданы различные типы органических светоизлучающих диодов, в часть из которых были инкапсулированы массивы ККТ различного состава и размера. Структуры состояли из дырочного транспортного слоя, в качестве которого выступали TPD (N,N'-бис(3-метилфенил)-N,N'-дифенилбензидин) и PEDOT:PSS (поли(3,4-этилендиокситиофен)-поли(стиролсульфонат)), а также электронного транспортного слоя из Alq₃ (трис-(8-гидроксихинолин)алюминия), расположенных между алюминиевым катодом и прозрачным анодом из оксида индия-олова (ITO). Создание OLED-структур производилось методами вакуумного термического испарения и центрифугирования. В качестве подложек использовались стеклянные или кварцевые пластинки.

В работе были исследованы основные оптические и электрические параметры созданных структур; получены вольт-амперные характеристики и спектры люминесценции. Анализ ВАХ подтверждает наличие эффекта выпрямления в созданных структурах. Показано, что включение коллоидных квантовых точек в структуры на основе органических слоёв является эффективным способом управления спектром излучения в диапазоне от 400 до 700 нм, позволяющим изменять такие параметры, как спектральный состав, полуширина и интенсивность. Полученные спектры люминесценции наглядно демонстрируют возможность управления спектром излучения OLED внедрением в их структуру слоя ККТ, что также позволит без существенного изменения техпроцесса создавать приборы с необходимыми спектральными характеристиками и повышенной мощностью излучения.

1. I.I. Mikhailov, S.A. Tarasov, A.V. Solomonov, O.A. Aleksandrova, L.B. Matyushkin, D. S. Mazing, *Journal of Physics: Conference Series*, **572**, (2014).

2. E. M. Stepanov, I. I. Mikhailov, S. A. Tarasov, A. V. Solomonov, *Proceedings of the 2016 IEEE North West Russia Section Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering Conference, ElConRusNW*, 82 – 84, (2016).

3. С.А. Тарасов, О.А. Александрова, И.А. Ламкин, А.И. Максимов, Е.В. Мараева, И.И. Михайлов, В.А. Мошников, С.Ф. Мусихин, С.С. Налимова, Н.В. Пермяков, Ю.М. Спивак, П.Г. Травкин, *Известия высших учебных заведений. Электроника*, **4**, 108, 21-26, (2014).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Кабанова О.С., Мельникова Е.А., Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Проанализированы возможности сочетания двух механизмов переориентации директора нематического жидкого кристалла (электрического и оптического) для расширения функциональных возможностей интегральных компонент, основанных на распространении света в электрически управляемых волноводах и нелинейном светоиндуцированном ориентационном эффекте.

Электрически управляемые волноводы, реализуемые в микроструктурированных жидкокристаллических (ЖК) слоях, перспективны для использования в качестве коммутирующих элементов волоконно-оптических линий связи, в устройствах обработки и передачи информации и становятся все более востребованными на современном рынке. Проявление в нематических ЖК-средах эффекта Фредерикса [1] и нелинейного светоиндуцированного ориентационного эффекта [2] делают эти материалы перспективными функциональными средами для создания электрически управляемых волноводов с перестраиваемыми параметрами.

В работе экспериментально изучены особенности распространения световых пучков и пространственных оптических солитонов в волноводных нематических ЖК-слоях с микроструктурной топологией ориентации директора. В частности, на Рис. 1 представлены экспериментальные картины распределения линейно-поляризованного вдоль оси X лазерного излучения с длиной волны 532 нм в нематическом ЖК-слое с электрически индуцируемыми канальными волноводами.

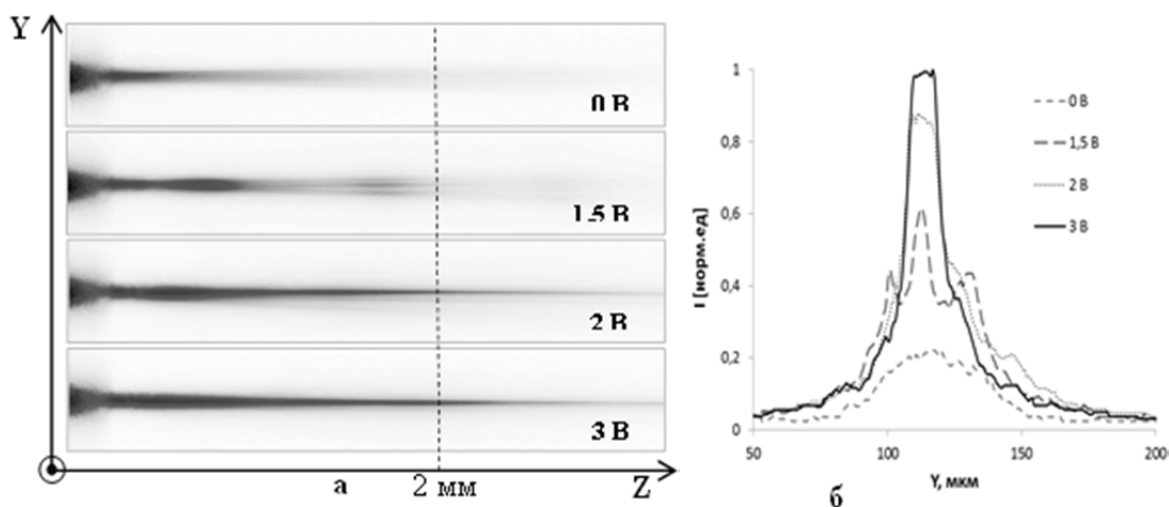


Рис. 1. Картины распределения линейно-поляризованного вдоль оси X лазерного излучения с длиной волны 532 нм и мощностью 0,5 мВт в волноводном нематическом ЖК-слое при разных управляющих напряжениях (а); зависимость профиля распределения интенсивности светового пучка в плоскости YZ после длины распространения 2 мм в волноводном ЖК слое в зависимости от величины внешнего напряжения (б)

Диаметр светового пучка на входе в элемент составляет $d=18$ мкм при толщине ЖК-слоя $l=20$ мкм. Мощность лазерного излучения $P=0,5$ мВт, что значительно ниже порога нелинейного светоиндуцированного ориентационного эффекта (~ 10 мВт для используемых экспериментальных условий). Как видно из Рис. 1 а, б при небольшой мощности светового пучка ($P=0,5$ мВт) включение режима волноводного распространения света с наилучшей локализацией оптической мощности имеет место при внешнем напряжении $U=3$ В, что значительно превосходит пороговое напряжение перехода Фредерикса ($U_{\text{пор.}}=1$ В). Принцип

формирования управляемых волноводных каналов в планарном нематическом ЖК-слое основан на реализации эффекта полного внутреннего отражения (ПВО) излучения на границе раздела двух ЖК-областей с ортогональными ориентациями директора [3].

Практический интерес представляет исследование особенностей проявления нелинейного ориентационного эффекта в микроструктурированном нематическом ЖК-слое. Для снижения порога нелинейного светоиндуцированного ориентационного эффекта использован метод подачи на ЖК-ячейку напряжения вблизи порога перехода Фредерикса ($U_{пор.}=1В$). В этом случае даже при мощности светового пучка $P=3$ мВт наблюдается эффект самофокусировки и образование в нематическом ЖК-слое пространственного солитона (нематикона), как показано на Рис. 2 а, б. Последующее увеличение напряжения сопровождается насыщением нелинейного ориентационного эффекта и снижением эффективности оптического взаимодействия, что приводит к выраженной расходимости светового пучка в линейном режиме. В то же время, при увеличении напряжения реализуются направляющие свойства для расходящегося светового пучка, т.к. излучение захватывается решеткой электрически индуцируемых ЖК-волноводов. Так, при напряжении $U=3$ В расходящийся световой пучок распространяется по трем волноводным ЖК-каналам, при напряжении $U=5$ В – по пяти волноводным каналам, а при напряжении $U=7$ В – по шести волноводным каналам.

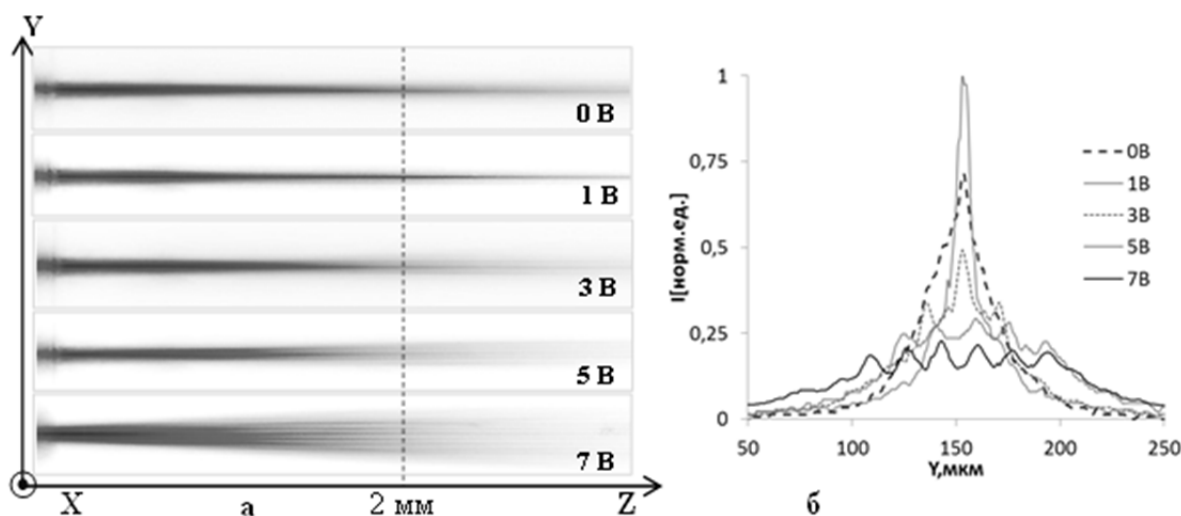


Рис. 2. Картины распределения поляризованного вдоль оси X излучения с длиной волны 532 нм и мощностью 3 мВт в волноводном ЖК-слое при различных значениях управляющего напряжения (а); зависимость профиля распределения интенсивности светового пучка в плоскости YZ в волноводном ЖК-слое после длины распространения 2 мм от величины управляющего напряжения

Таким образом, с помощью управляемых поляризационно-чувствительных нематических ЖК-волноводов на основе электрического перехода Фредерикса можно создать многофункциональные миниатюризированные устройства для решения задач интегральной оптики. Сочетание двух механизмов переориентации директора нематического жидкого кристалла (электрического и оптического) позволяет осуществить пространственно-поляризационное управление световыми полями, распространяющимися в волноводном нематическом ЖК-слое, как в линейном, так и в нелинейном режимах.

1. I. Khoo, *Liquid Crystals*, 2nd ed., Wiley, Hoboken, (2007).
2. M. Peccianti, G. Assanto, *Phys. Rep.*, **516**, 147-208, (2012).
3. O.S. Kabanova, E.A. Melnikova, I.I. Olenskaya, A.L. Tolstik, *Technical Physics Letters*, **40**, №.7, 598–600, (2014).

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

МЕТОД РАСЧЁТА ОТРАЖАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ, ОСНОВАННЫЙ НА РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ О НАЗНАЧЕНИЯХ

Андреев Е.С., Моисеев М.А., Досколович Л.Л.

Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ

«Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

Самарский университет, Самара, Россия

Предложен новый метод расчёта отражающих оптических элементов для формирования распределений интенсивности в заданных областях. Метод основан на восстановлении поверхности оптического элемента по лучевому отображению. Расчет лучевого отображения сведен к решению линейной задачи о назначениях. Для демонстрации работоспособности метода был рассчитан оптический элемент, фокусирующий свет от точечного источника в распределение интенсивности в квадратной области.

Задача расчёта оптического элемента из условия формирования заданного распределения интенсивности относится к классу обратных задач неизображающей оптики. Данная задача является крайне сложной, и в большинстве случаев сводится к решению нелинейного дифференциального уравнения в частных производных типа уравнения Монжа-Ампера. Методы расчёта оптических поверхностей, основанные на прямом численном решении уравнения данного типа, появились только в последние годы [1-3]. В общем случае для решения данной задачи используются различные итерационные методы [4-14]. Одним из широко распространенных итерационных методов является метод согласованных квадрик [10-14].

В работе [17] предложена модификация метода согласованных квадрик для расчёта функции эйконала светового поля из условия фокусировки в заданную область. Данная задача является важной при расчёте дифракционных оптических элементов, в особенности преобразователей формы пучка [18-20]. Кроме того, по функции эйконала может быть восстановлена преломляющая или отражающая оптическая поверхность, что позволяет применять предложенный метод для расчёта преломляющих оптических элементов и зеркал [21].

Основными достоинствами метода согласованных квадрик являются его универсальность и возможность формирования сложных дискретных изображений. Однако при решении светотехнических задач часто требуются непрерывные световые распределения. В работах [15, 16] показано, что проблема расчёта зеркала для формирования заданного непрерывного распределения интенсивности в дальней зоне может быть сформулирована как вариационная задача минимизации функционала и как задача Монжа — Канторовича о перемещении масс. Важным практическим результатом указанных работ является сведение вариационной задачи к задаче линейного программирования.

В настоящей работе вариационный подход [15, 16] применен к задаче расчёта отражающих оптических элементов, фокусирующих излучение в заданную область. Метод основан на восстановлении оптической поверхности по лучевому отображению [22].

Задача расчета лучевого отображения из условия фокусировки в заданную область может быть сформулирована как задача Монжа—Канторовича о перемещении масс. Под массами в данной задаче понимаются исходное распределение интенсивности и требуемое распределение интенсивности в сферической области фокусировки. Функция стоимости зависит от направлений излученного и отраженного лучей. Данный результат показывает, что решение обратной задачи расчета лучевого отображения соответствует отображению, для которого минимизируется суммарная стоимость. Предложенный подход позволяет свести расчет лучевого отображения к задаче комбинаторной оптимизации.

Для демонстрации работоспособности предложенного метода было рассчитано лучевое отображение из условия фокусировки излучения изотропного точечного источника в квадратное распределение интенсивности в телесном угле $5^\circ \times 5^\circ$. Для получения отображения была аппроксимирована набором из $N = 6241$ равных телесных углов. Квадратная область также была представлена в виде объединения $N = 6241$ телесных углов. Для решения линейной задачи о назначениях использовалась функция `munkres.m` [25], реализующая венгерский алгоритм [24].

Для проверки было проведено моделирование работы оптического элемента в программном обеспечении для светотехнических расчётов TracePro® с использованием метода трассировки лучей [23]. Для этого поверхность отражающего оптического элемента была аппроксимирована сплайновой поверхностью в системе автоматизированного проектирования Rhinoceros® [24]. Форма оптического элемента представлена на Рис. 1. На рис. 2 представлены формируемое распределение интенсивности и сечения распределения интенсивности. Среднеквадратическое отклонение полученного распределения освещенности от постоянного значения составляет всего 7,2%.

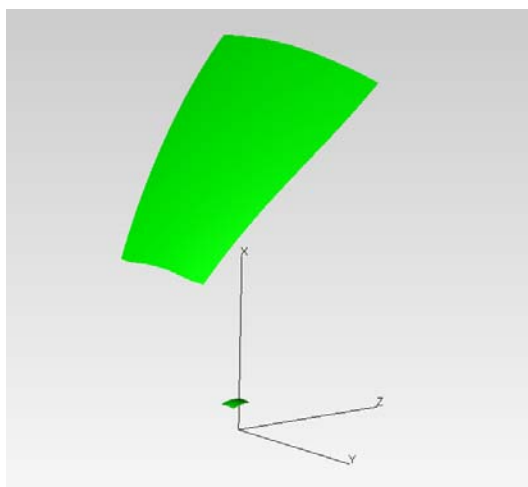


Рис. 1. 3D модель оптического элемента и телесного угла, в который излучает источник

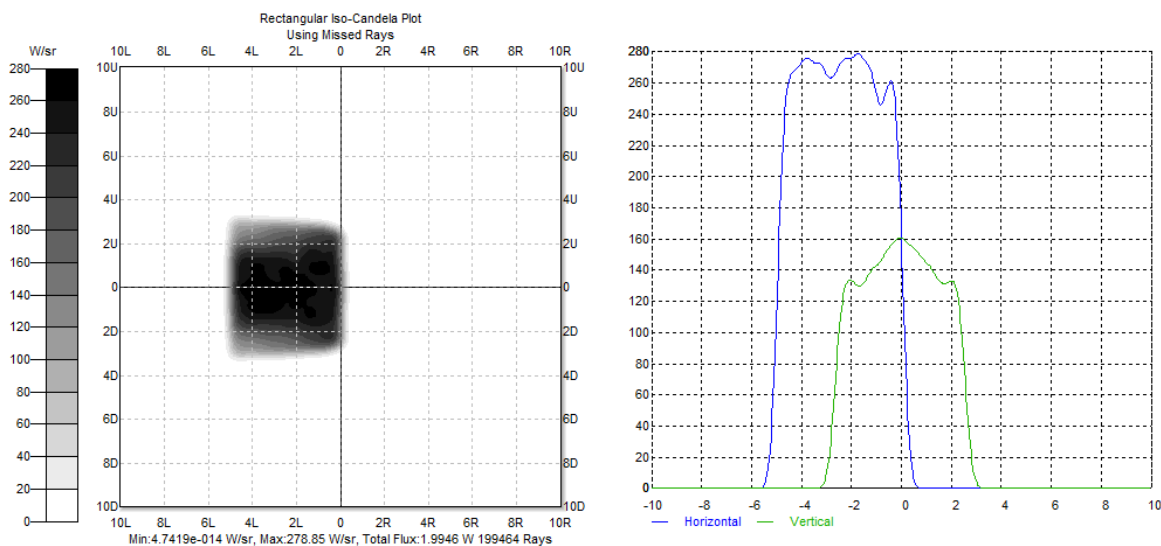


Рис. 2. Формируемое распределение интенсивности

1. Wu, R., Xu, L., Liu, P., Zhang, Y., Zheng, Z., Li, H., Liu, X., "Freeform illumination design: a nonlinear boundary problem for the Monge–Ampère equation," *Opt. Lett.* 38, 229–231 (2013).

2. Wu, R., Benítez, P., Zhang, Y., Miñano, J.C., “Influence of the characteristics of a light source and target on the Monge–Ampère equation method in freeform optics design,” *Opt. Lett.* 39, 634–637 (2014).
3. Ma, Y. Hybrid method of free-form lens design for arbitrary illumination target / Y. Ma, H. Zhang, Z. Su, Y. He, L. Xu, X. Lui, H. Li // *Appl. Opt.* – 2015. – Vol. 54, P. 4503-4508.
4. Feng, Z. Design of LED freeform optical system for road lighting with high luminance/illuminance ratio / Z. Feng, Y. Luo, Y. Han // *Optics Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 22020-22031.
5. Luo, Y. Design of compact and smooth free-form optical system with uniform illuminance for LED source / Y. Luo, Z. Feng, Y. Han, H. Li // *Optics Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 9055-9063.
6. Doskolovich, L.L. Design of refractive spline surface for generating required irradiance distribution with large angular dimension / L.L. Doskolovich, M.A. Moiseev // *Journal of Modern Optics.* – 2010. – Vol. 57. – P. 536-544.
7. Moiseev, M.A. Design of efficient LED optics with two free-form surfaces / M. A. Moiseev, S. V. Kravchenko, L. L. Doskolovich // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22. – P. A1926-A1935.
8. Wang, K. Design of compact freeform lens for application specific light-emitting diode packaging / K. Wang, F. Chen, Z. Liu // *Optics Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 413-425.
9. Mao, X. Polar-grids based source-target mapping construction method for designing freeform illumination system for a lighting target with arbitrary shape / X. Mao, H. Li, Y. Han, Y. Luo, // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23. – P. 4313-4328.
10. Oliker, V.I. Mathematical aspects of design of beam shaping surfaces in geometrical optics / V.I. Oliker // *Trends in Nonlinear Analysis* / V.I. Oliker, M. Kirkilionis, S. Krömker, R. Rannacher, F. Tomi. – eds. – Springer, 2003. – P. 197-224.
11. Kochengin S. A. Computational algorithms for constructing reflectors / S.A. Kochengin, V.I. Oliker // *Computing and Visualization in Science.* – 2003. – Vol. 6. – P. 15-21.
12. Oliker, V. Supporting quadric method in optical design of freeform lenses for illumination control of a collimated light / V. Oliker, J. Rubinstein, G.Wolansky // *Advances in Applied Mathematics.* – 2015. – Vol. 62. – P. 160–183.
13. Fournier, F. Fast freeform reflector generation using source-target maps / F. Fournier, W. Cassarly, J. Rolland // *Opt. Exp.* – 2010. – Vol. 18. – P. 5295-5304.
14. Michaelis, D. Cartesian oval representation of freeform optics in illumination systems / D. Michaelis, P. Schreiber, A. Bäuer // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36. – P. 918-920.
15. Glimm, T. Optical Design of Single Reflector Systems and the Monge–Kantorovich Mass Transfer Problem / T. Glimm, V. Oliker // *J. of Math. Sciences.* – 2003. – Vol. 117 (3). – P. 4096-4108.
16. Wang, X.J. On the design of a reflector antenna II. / Xu-JiaWang // *Calc. Var.* – 2004. – Vol. 20. – P. 329–341.
17. Doskolovich, L.L. On the use of the supporting quadric method in the problem of the light field eikonal calculation / L. L. Doskolovich, M. A. Moiseev, E. A. Bezus, V. Oliker // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23. – P. 19605-19617.
18. Soifer, V.A. Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation / V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, L.L. Doskolovich. – London: Taylor & Francis Ltd., 1997. – 245 p.
19. Caley, A.J. Diffractive optical elements for high gain lasers with arbitrary output beam profiles / A. J. Caley, M. J. Thomson, J. Liu, A. J. Waddie, M. R. Taghizadeh // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15. – P. 10699-10704.
20. Qu, W. Precise design of two-dimensional diffractive optical elements for beam shaping / W. Qu, H. Gu, Q. Tan, G. Jin // *Appl. Opt.* – 2015. – Vol. 54. – P. 6521-6525.
21. Doskolovich, L.L. Analytic design of optical elements generating a line focus / L.L. Doskolovich, A.Yu. Dmitriev, S.I. Kharitonov // *Optical Engineering.* – 2013. – Vol. 52(9). – P. 091707-0917014.
22. Doskolovich L. L. et al. Reconstruction of an optical surface from a given source-target map // *JOSA A.* – 2016. – T. 33. – №. 8. – С. 1504-1508.
23. Программное обеспечение для светотехнического моделирования TracePro [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.lambdares.com> (06.02.2017).
24. Система автоматизированного проектирования Rhinoceros [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.rhino3d.com> (06.02.2017).
25. Реализация венгерского алгоритма в системе MATLAB [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/20328-munkres-assignment-algorithm> (06.02.2017).

МЕТОД РАСЧЕТА ЭКСТРУДИРОВАННОГО ОПТИЧЕСКОГО ЭЛЕМЕНТА С ПОВЕРХНОСТЬЮ, РАБОТАЮЩЕЙ ПО ПРИНЦИПУ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Андреева К.В., Моисеев М.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П.

Королева, Самара, Россия

Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ

«Кристаллография и фотоника», Самара, Россия

В данной работе представлен метод расчета экструдированного оптического элемента с поверхностью, работающей по принципу полного внутреннего отражения, из условия формирования заданной КСС в поперечной плоскости. Приведен экструдированный оптический элемент с поверхностью, работающей по принципу полного внутреннего отражения, рассчитанный из условия формирования равномерного распределения интенсивности с угловым размером 45° от протяженного источника света с размерами 1×1 мм.

В настоящее время светодиодные источники излучения занимают большую часть российского рынка. Для эффективного применения светодиодов в современных светотехнических устройствах используют вторичную оптику — преломляющие или отражающие оптические элементы, формирующие заданное световое распределение.

В последнее время большую популярность среди элементов вторичной оптики получили экструдированные оптические элементы — оптические элементы полученные путём продавливания высоковязкого материала на основе расплава через формующий инструмент, с целью получения изделия с поперечным сечением нужной формы (экструзии). Не смотря на большую популярность экструдированных оптических элементов на рынке осветительных устройств, в опубликованных и известных авторам работах не было представлено методов расчёта таких оптических элементов.

В данной работе будет предложен метод расчета экструдированного оптического элемента с поверхностью, работающей по принципу полного внутреннего отражения. Такие оптические элементы используются для формирования узкоугольных световых распределений (распределений с угловым размером менее 60°). Необходимость таких элементов возникает в задах архитектурного и дизайнерского освещения, а также при проектировании прожекторных систем [1].

Метод расчета отражающих оптических элементов состоит из двух частей: расчет начального приближения в предположении точечного источника света и его дальнейшая оптимизация, учитывающая протяженный характер источника. В качестве начального приближения для профиля экструдированного оптического элемента используется численное решение, предложенное в работе [2]. Далее полученный профиль параметризуется с помощью кубического сплайна: в этом случае параметрами оптимизации выступают функция радиус-вектора поверхности, а так же его первая производная в узлах сплайна. В роли функции невязки предлагается использовать относительное среднеквадратичное отклонение (ОСКО) формируемого оптическим элементом светового распределения от заданного.

Предложенный метод был реализован в среде программирования Matlab. Для проверки работоспособности метода был рассчитан и промоделирован экструдированный оптический элемент с поверхностью работающей по принципу полного внутреннего отражения, формирующий равномерную КСС в поперечной плоскости от протяженного источника света с характерным размером 1×1 мм, который излучает свет по закону Ламберта.

На Рис. 1 и Рис. 2, соответственно, представлены трехмерная модель оптического элемента и формируемая им КСС. Эффективность оптического элемента составляет около 87,7%, а ОСКО формируемого распределения от равномерного не превышает 1%.

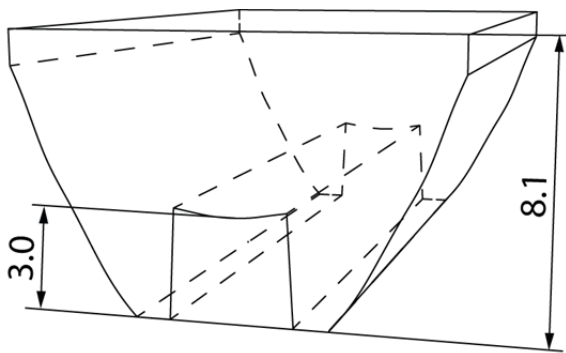


Рис. 1. Трехмерная модель экструдированного оптического элемента с поверхностью работающей по принципу полного внутреннего отражения

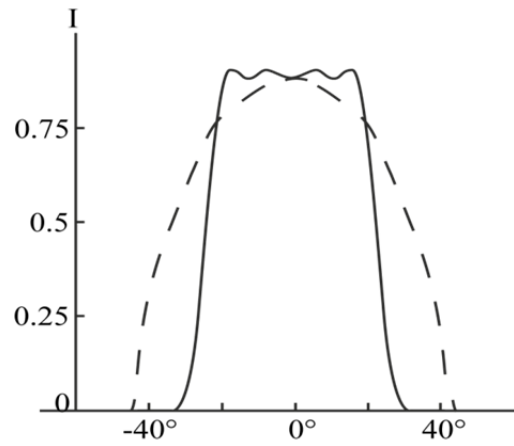


Рис. 2. КСС, формируемые рассчитанным экструдированным оптическим элементом (рис.1.) при протяженном ламбертовском источнике света с характерным размером 1×1 мм

Работа выполнена за счёт гранта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 17-47-630164 р_а.

1. E. R. Aslanov, L. L. Doskolovich, M. A. Moiseev, E. A. Bezus, N. L. Kazanskiy, *Optics Express*, **21**, № 23, 28651-28656, (2013).

2. М. А. Моисеев, К. В. Борисова, Е. В. Бызов, Л. Л. Досколович, *Компьютерная оптика*, **37**, №1, (2013).

СОЗДАНИЕ ВТОРИЧНОЙ ОПТИКИ С НЕСКОЛЬКИМИ РАБОЧИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СЛОЖНЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ СВЕТОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Бызов Е.В., Кравченко С.В., Моисеев М.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П.

Королева, Самара, Россия

Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ

«Кристаллография и фотоника», Самара, Россия

В настоящей работе показано, что использование модификации метода согласованных квадрик позволяет рассчитывать оптические поверхности свободной формы для дорожного освещения. В качестве примеров рассчитано и произведено два оптических элемента для разных типов дорог.

В связи с большим количеством очевидных преимуществ, в настоящее время светодиоды оставили позади обычные лампы накаливания. Использование светодиодов в различных светотехнических устройствах подразумевает использование так называемой вторичной оптики. Вторичная оптика – класс оптических элементов, перенаправляющих световой поток от источника в требуемую освещаемую область.

Одним из самых крупных рынков применения светодиодов является дорожное и уличное освещение. Задача расчёта оптических элементов, обеспечивающих заданную фотометрию для дорожного освещения, является крайне сложной, так как необходимо учитывать свойства дорожного полотна, расстояние между столбами, число и геометрию полос для движения и т.д. В работах [1, 2] предложены методы для расчёта вторичной оптики со специальной внутренней поверхностью, работающей по принципу полного внутреннего отражения. К сожалению, авторы не представили световые характеристики полученных решений, что является наиболее важным при проектировании дорожного освещения. В работах [3,4] рассматривается подход, направленный на расчёт оптических элементов с кусочно-гладкими поверхностями. Такие поверхности не позволяют изготовить оптику традиционным для неё способом – методом литья под давлением.

Наиболее часто используемые оптические элементы для дорожного освещения содержат две гладкие рабочие поверхности. Такая конструкция позволяет снизить френелевские потери на границах раздела сред и, соответственно, повысить световую эффективность. В нашем предыдущем исследовании [5], была предложена модификация метода согласованных квадрик для расчёта оптики с двумя гладкими поверхностями, с высокой точностью формирующей заданное световое распределение. В данной исследовании демонстрируется применение метода [5] к решению задачи дорожного освещения. С помощью данного метода рассчитывается два гладких и эффективных оптических элемента, формирующих требуемые световые распределения. После этого элементы изготавливаются с помощью метода литья под давлением. Измеренная фотометрия обоих оптических элементов с запасом удовлетворяет требованиям, предъявляемым к освещению самого высокого класса МЕ1.

Задача формирования диаграммы направленности для дорожного освещения является крайне сложной, так как в этом случае необходимо учитывать свойства дорожного покрытия, расстояние между фонарными столбами, количество и ширину полос для движения и т.д. Требования, предъявляемые в Европе к освещению улиц и дорог, регламентируются сводом правил EN13201. Согласно нормативным документам, основными критериями, предъявляемыми для оценки качества формируемого распределения, являются величины, связанные как с распределением освещённости на дороге (средняя освещённость E_{av} , равномерность распределения освещённости U_h), так и характеристики, определяемые создаваемым распределением яркости (средняя яркость L_{av} , общая равномерность распределения яркости U_0 , продольная равномерность распределения яркости U_L , пороговое приращение яркости PI). Детальное описание каждого параметра представлено в работе [3].

В данном исследовании было предложено разработать две мультилинзы: первая для освещения с мачт, расположенных посередине проезжей части, вторая для столбов, находящихся по двум сторонам проезжей части. Оба оптических элемента должны формировать распределение, соответствующее стандарту EN 13201 для дорог класса ME1.

Наиболее часто мультилинза состоит из одинаковых оптических элементов, формирующих одну и ту же диаграмму. Для каждого примера в данном исследовании подобрана своя диаграмма направленности (Рис. 1-2), после чего рассчитан оптический элемент (Рис. 3-4), на основе которого спроектирована мультилинза.

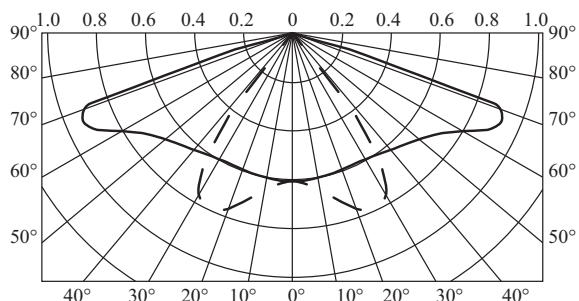


Рис. 1. Требуемое световое распределение с двумя симметричными кривыми силы света (4-х полосная дорога класса ME1)

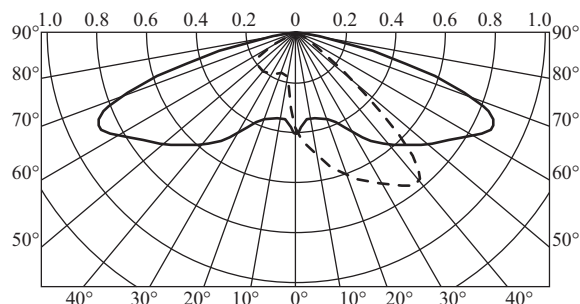


Рис. 2. Требуемое световое распределение с одним асимметричным профилем силы света (6-и полосная дорога класса ME1)

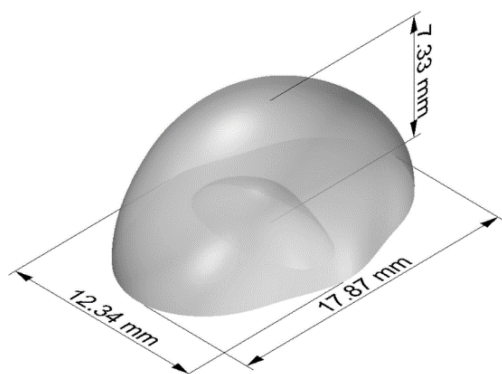


Рис. 3. Оптический элемент, формирующий распределение на Рис. 1

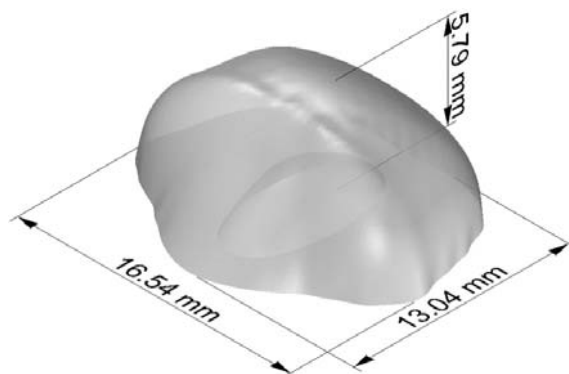


Рис. 4. Оптический элемент, формирующий распределение на Рис. 2

В результате выполнения работы продемонстрировано, что модификация метода согласованных квадратов [5] может быть применена для решения задачи расчёта оптических элементов с несколькими рабочими поверхностями для дорожного освещения. Разработанный подход обеспечивает расчёт гладких и эффективных оптических элементов, поверхности которых полностью пригодны для их дальнейшего изготовления методом холодного литья полимеров под давлением. Оба рассчитанных оптических элемента были изготовлены и их оптические характеристики были измерены на фотометрическом стенде. Анализ результатов измерения фотометрии изготовленных оптических элементов показал, что эффективность полученных решений превышает 89% в обоих случаях (теоретически достижимая эффективность для такого класса задач 92%, так как по 4% энергии на границах раздела сред в следствие френелевских потерь). Фотометрия изготовленных элементов с запасом удовлетворяет требованиям, предъявляемым к световому распределению для задач дорожного освещения самого высокого класса (ME1 согласно европейской классификации).

Работа выполнена за счёт гранта Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 17-47-630164 p_a.

1. S. Zalewski, "Design of optical systems for LED road luminaires," *Appl. Opt.* 54, 163–170 (2015).
2. M.A. Moiseev, L.L. Doskolovich, and N.L. Kazanskiy, "Design of high-efficient freeform LED lens for illumination of elongated rectangular regions," *Opt. Express* 19, A225–A233 (2011).
3. X. Hu, and K. Qian, "Optimal design of optical system for LED road lighting with high illuminance and luminance uniformity," *Appl. Opt.* 52, 5888–5893 (2013).
4. Y. L. Wang, K. Qian, and Y. Luo, "Discontinuous free-form lens design for prescribed irradiance," *Appl. Opt.* 46(18), 3716–3723 (2007).
5. M.A. Moiseev, E.V. Byzov, S.V. Kravchenko, and L.L. Doskolovich, "Design of LED refractive optics with predetermined balance of ray deflection angles between inner and outer surfaces," *Opt. Express* 23(19), A1140–A1148 (2015).

РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ ИЕРАРХИЧЕСКОГО СТРУКТУРНОГО СОВМЕЩЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ТРЕХМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Пономарев С.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлен структурный алгоритм сопоставления изображений трехмерных сцен с использованием предварительной сегментации пространства на отдельные поверхности. Проведено исследование методов распознавания объектов в трехмерном пространстве, рассмотрены проблемы задания трехмерного эталона для распознавания.

Центральной задачей для многих оптико-электронных систем или систем технического зрения, используемых для целеуказания и сопровождения целей в системах управления и навигации является задача сопоставления (расознавания, включающего отождествление сопряженных точек) изображения объекта с эталоном.

Фундаментальной проблемой, возникающей при решении этой задачи, является проблема априорной неопределенности, обусловленной изменчивостью объекта и условий съемки (ракурса и освещения), а также недостатком информации о свойствах объекта. Для снятия неопределенности требуется либо достижение инвариантности по отношению к неизвестным параметрам объекта или факторам изменчивости, либо накопление информации, устраняющей неопределенность (то есть обучение). Одним из перспективных подходов для повышения допустимой степени априорной неопределенности является совмещение карты дальностей до точек объекта с трехмерным эталоном объекта. В рамках данной работы были рассмотрены проблемы задания и представления трехмерного эталона. В настоящее время разработано большое количество методов сопоставления изображений в трехмерном пространстве, которые основываются на подходах, связанных с использованием внешнего вида объектов (*appearance-based*) [1] и методов, использующих локальные дескрипторы трехмерных поверхностей [2]. Данные способы сопоставления показали свою эффективность и высокую точность работы, но лишь в контролируемых условиях, например, при сопоставлении изображений объектов с гладкими искусственными поверхностями. При работе с поверхностями естественных объектов, микроструктура которых радикально меняется при изменении освещения или ракурса наблюдения, описание локальных дескрипторов недопустимо искажается. В подобных условиях больший потенциал имеют методы, основанные на использовании иерархического структурного представления изображений.

В работе [3] был представлен структурный алгоритм сопоставления изображений, имеющих сложные взаимные геометрические и контрастно-яркостные преобразования. Разработанный алгоритм позволяет достигать высокой точности совмещения и осуществлять робастное сопоставление пар изображений, снятых с разных ракурсов, в разное время года и суток и с помощью сенсоров различного типа. Однако сопоставление изображений реализовано для двумерного случая, поэтому сфера применения алгоритма ограничена, в частности, наиболее эффективно с помощью данного алгоритма реализуется структурное сопоставление аэрокосмических изображений.

В связи с этим была осуществлена разработка модификации структурного алгоритма, позволяющая снять ограничения на сопоставление изображений в одной плоскости и осуществить решение задачи сопоставления изображений на основе структурного подхода в трехмерном пространстве. При этом для повышения устойчивости разрабатываемой модификации алгоритма к условиям съемки было реализовано разбиение изображения сцены на отдельные поверхности методами сегментации и отдельный расчет параметров аффинного преобразования для каждой поверхности [4]. На Рис. показана общая схема предлагаемой модификации алгоритма.

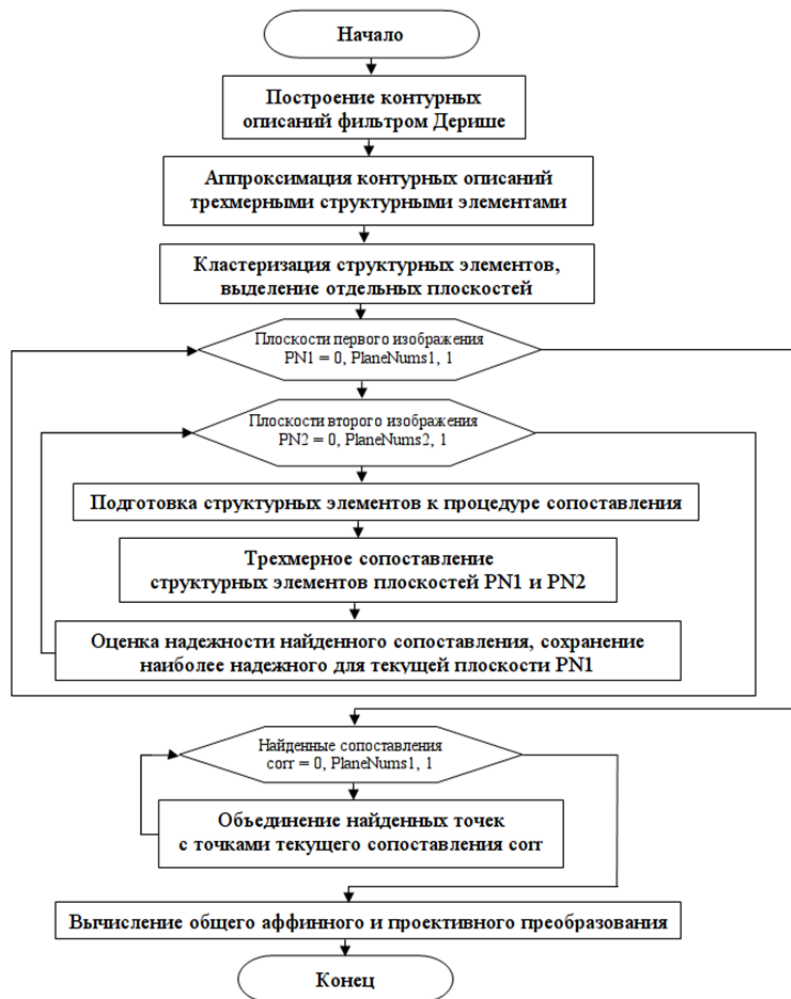


Рисунок. Общая структурная схема алгоритма сопоставления с сегментацией

В настоящей работе был предложен метод распознавания объектов, основанный на использовании модифицированного алгоритма структурного совмещения изображений трехмерных сцен, и было проведено экспериментальное сравнение данного метода с имеющимися аналогами. Дана количественная оценка точности распознавания и быстродействия исследуемых методов. Разработанный алгоритм может быть использован при решении задач навигации мобильного робота и беспилотного летательного аппарата в условиях, характеризующихся высокой степенью априорной неопределенности сюжета.

1. O. Booij, B. Terwijn, Z. Zivkovic, B. Krose, *Proc. IEEE International Conference on Robotics and Automation*, 3927–3932, (2007).
2. A. Makadia, M. Visontai, K. Daniilidis, *IEEE 3D TV Conference*, (2007).
3. V.R. Lutsiv, V.S. Andreev, A.F. Gubkin, A.S. Ijashenko, A.B. Kadykov, N.N. Lapina, I.A. Malyshev, T.A. Novikova, A.S. Potapov, *Journal of optical technology*, **74**, № 5, 307–322, (2007).
4. S.V. Ponomarev, *Journal of Optical Technology*, **82**, №8, 551–556, (2015).

ИСКАЖЕНИЕ СИНХРОНИЗАЦИОННОГО СИГНАЛА В СИСТЕМАХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧА НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ МОДУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Дубровская В.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Для практической реализации оптических квантовых систем связи необходимо учесть многие факторы, включая воздействие внешней среды на передаваемый сигнал. В данной работе исследуется зависимость параметров сигнала синхронизации от различных эффектов в волокне в системе квантового распределения ключа на поднесущих частотах модулированного излучения (SCWQC). Результаты показали, что значительное искажение сигнала появляется в результате воздействий окружающей среды, таких, как среднесуточная температура, потоки ветра и воздействие солнечных лучей. На основании полученных результатов были рассчитаны параметры для подстройки системы.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ АЛГОРИТМА ГРОВЕРА НА КВАНТОВОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ПЛАТФОРМЕ

Губайдуллина К.В., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Квантовый компьютер может решить многие известные проблемы, в то время как классическому компьютеру это не под силу. Ввиду этого становится актуальным изучение влияния возмущений, вносимых работой квантовых элементов схемы. В этой работе представлены исследования устойчивости алгоритма Гровера к воздействию искажений в квантовой схеме. Показано, что результаты моделирования подтверждаются экспериментальной устойчивостью 5-кубитового квантового процессора компании IBM.

Компания IBM позволяет исследователям получить доступ к 5-кубитовому квантовому компьютеру под названием IBM Q™ [1]. IBM Q™ представляет собой облачную платформу, на которой каждому желающему предоставляется возможность обучаться, исследовать и взаимодействовать с реальным квантовым компьютером, размещенным в лаборатории IBM. В нем используются сверхпроводящие кубиты трансмонного типа с фиксированной частотой [2, 3]. Такая установка позволяет минимизировать чувствительность к внешним колебаниям магнитного поля, которые способны повредить квантовую информацию. Сам квантовый процессор размещается внутри пакета печатной платы. Этот пакет смонтирован внутри светонепроницаемой защитной оболочки, защищенной от магнитного поля, и охлажденной до температуры порядка $15 \cdot 10^{-3}$ К.

Для выполнения расчетов используется Quantum Composer (QC) - графический пользовательский интерфейс, где можно разместить квантовые операторы и создать свою квантовую схему. Для работы с платформой имеется набор основных квантовых операторов.

На платформе IBM Q™ алгоритмы можно запускать как в симуляции, так и на реальном процессоре. Исследуя алгоритм, работающий на реальной платформе квантового процессора, можно увидеть ее реальную устойчивость к воздействию искажений квантовой схемы и сравнить ее с теоретическими расчетами. Также есть возможность лично внести искажения в схему, собранную на доступных операторах, и изучить их влияние на работу алгоритма.

Топология изучаемого процессора позволяет строить только 2-кубитовый алгоритм. Проведем исследование алгоритма Гровера, запустив его на квантовом компьютере. В идеальной 2-кубитовой схеме без каких-либо искажений алгоритм находит правильное решение за 1 итерацию со 100-процентной вероятностью. Из-за вероятностного характера всех квантовых алгоритмов и существования любого, даже самого небольшого шума в схеме, который также влияет на распределение начальных амплитуд, такая высокая доля обнаружения правильных ответов значительно уменьшается в реальном компьютере. Вероятностный характер алгоритма порой может сказаться на полученных результатах, особенно если речь идет о настоящем квантовом компьютере. Поэтому для достижения наибольшей точности, алгоритм запускался 8192 раза, и результат каждого испытания учитывался для построения результирующего графика - распределения вероятности обнаружения квантовых состояний на реальном квантовом процессоре IBM.

Эксперимент, проведенный на основе реального квантового компьютера показал, что вероятность обнаружения состояния снизилась до 81,8%. Для теоретических результатов моделирования на рисунке, это значение соответствует возмущениям начальных амплитуд состояний порядка 80-85% [4, 5].

Рассмотренный тип искажений это не единственный источник шума для исследуемого квантового компьютера. Исходя из этого и из полученных результатов, можно сделать вывод, что величина возмущений, подобных рассмотренным в предыдущих работах, в компьютере IBM не превышают 85%.



Рисунок. Результаты работы алгоритма Гровера, реализованного на квантовом компьютере IBM

1. IBM Research Quantum Experience. URL: www.research.ibm.com/quantum.
2. Koch J., Yu T.M., Gambetta J., Houck A. A., Schuster D. I., Majer J., Blais A., Devoret M. H., Girvin S. M., Schoelkopf R. J. *Phys. Rev. A*, **76**, P. 042319 (2007).
3. Shanks W. E., Underwood D. L., Houck A. A. A scanning transmon qubit for strong coupling circuit quantum electrodynamics. *Nat. Commun.*, **4**, 1991 (2013).
4. Gubaidullina K.V., Chivilikhin S.A., *JOP: Conference Series*, **735**, №1, pp. 012074-1 - 012074-6 (2016).
5. Gubaidullina K.V., Chivilikhin S.A., *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, **8**, №2, pp. 243–246 (2017).

ПРОГРАММА ЭВМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ КРИСТАЛЛОВ КЛАССА 3m КОНОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Прокопив Н.Н., Суриц В.В., Киле Е.О., Сую А.В., Криштоп В.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения
Хабаровск, Россия

Рассматривается разработанная программа с использованием библиотеки компьютерного зрения OpenCVSharp, которая способна вычислять электрооптические коэффициенты кристаллов класса 3m коноскопическим методом. Предложенная методика может быть также использована для определения неоднородности показателя преломления кристаллов.

Коноскопические картины, наблюдающиеся при прохождении света через анизотропные кристаллы, позволяют определять оптическую однородность кристалла, что имеет большое значение при практическом использовании кристаллов в системах модуляции и управления лазерным излучением. Качество оптических материалов в значительной мере определяет стабильность и эффективность работы оптических приборов (модуляторов, дефлекторов, оптических затворов и т.д.). Анализ методов контроля качества оптических сред показывает, что, в большинстве случаев, существующие методы позволяют определить только координаты оптической неоднородности. При исследовании оптической неоднородности кристалла с помощью поляризационного микроскопа [1] можно определить не только положение оптической неоднородности, но и величину существующего в кристалле двулучепреломления. Однако использование данного метода для наблюдения за изменением состояния кристалла непосредственно в процессе воздействия внешнего фактора (при нагревании, наложении внешнего электрического или механического напряжения) представляет определенные трудности.

Эти трудности снимаются при получении коноскопических картин больших размеров, с использованием методики исследования кристаллов в расходящемся поляризованном свете [2]. Кристалл ниобата лития помещался между поляризатором и анализатором с перпендикулярным направлением пропускания света. Ось расходящегося пучка лучей направлялась параллельно оптической оси кристалла. При фиксированном положении лазерного луча можно регистрировать наблюдающиеся коноскопические фигуры с помощью камеры или фотоаппарата. Полученные изображения коноскопических фигур позволяют судить о локальных изменениях оптических свойств кристалла, происходящих с течением времени в процессе воздействия внешних полей.

Существующие традиционные методы с фотографированием изображения и последующим микрофотометрированием пленки [1] слишком дорогостоящи и длительны по времени, были модернизированы применением сканера [3], что несколько ускоряет процесс обработки. В работе [4] предлагается методика обработки изображений с использованием в качестве микрофотометра цифровой фотокамеры. Качество ПЗС матриц в настоящее время настолько высоко, что может сравниться с разрешением сканера. С другой стороны, фотокамера позволяет использовать графическую информацию сразу в цифровом формате, что в десятки раз сокращает время получения и обработки изображения. Для анализа полученной информации создано специальное программное сопровождение для ПК. С помощью описанной методики можно исследовать интенсивность освещенности коноскопической фигуры в различных точках и в различных направлениях на экране.

В настоящей работе представлен способ обработки коноскопической картины, основанный на методах компьютерного зрения. Такой способ позволяет не только контролировать оптическое качество кристаллов, но и определять электрооптические коэффициенты в процессе эксперимента. Типовая опытная установка для снятия коноскопических картин дополнена видеокамерой (Рис. 1). Таким образом, картина, отображающаяся на матовом экране, фиксируется видеокамерой и передается на компьютер для дальнейшей фильтрации и обработки [5].

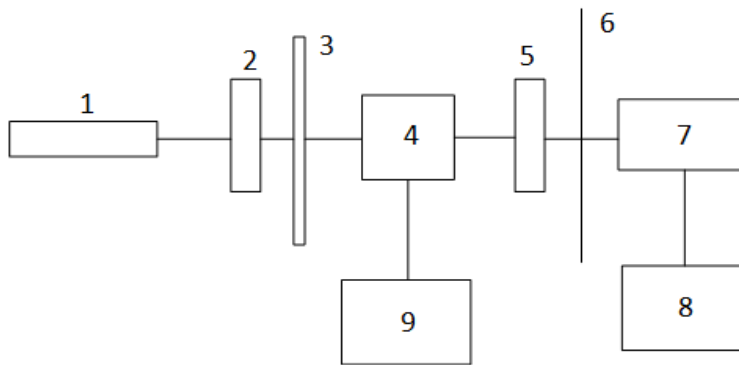


Рис. 1. Схема для определения электрооптических коэффициентов коноскопическим методом.

1 – лазер; 2 – поляризатор; 3 – рассеиватель, 4 – кристалл; 5 – анализатор; 6 – экран; 7 – видеокамера; 8 – компьютер; 9 – высоковольтный источник

Разработана программа на языке высокого уровня C# с использованием библиотеки компьютерного зрения OpenCVSharp для обработки коноскопической картины (Рис. 2). Программа позволяет определять текущее положение изохром и их максимумов, изогир, соответствующих минимуму интенсивности (Рис 2.), а также их смещение при приложении напряжения к кристаллу.

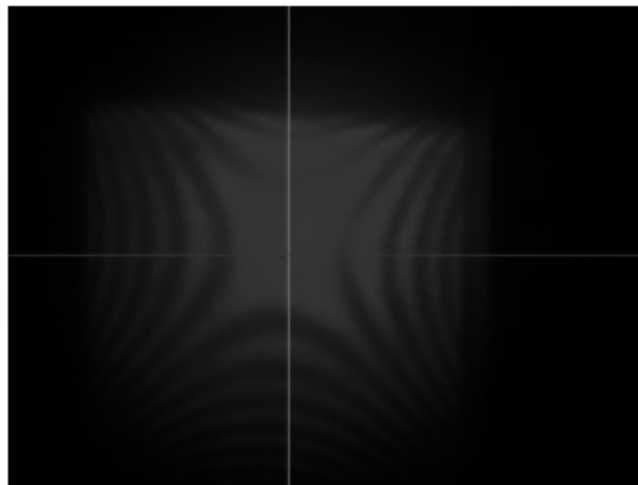


Рис. 2. Коноскопическая картина в программе

Исходя из значения смещения изохром, определяются электрооптические коэффициенты в реальном времени. Важно отметить, что изменение положения изохром вычисляются в абсолютных величинах, для их преобразования в метрическую систему исчисления используется привязка к метрическим отметкам на картине. Определение момента смещения изохром на период достигается тем, что программа от кадра к кадру вычисляет смещение максимумов интенсивности относительно их начального расположения, и в случае их смещения на период (изменение набега фазы на 2π) программа фиксирует значение прикладываемого напряжения. Зная величину полуволнового напряжения и геометрические размеры кристалла и с учетом геометрии эксперимента вычисляются электрооптические коэффициенты r_{22} и $r_{4\phi} = (n_o^2 r_{12} - n_e^2 r_{33})$. Такой подход позволяет получать результат непосредственно в процессе проведения эксперимента.

Точность определения электрооптических коэффициентов зависит в первую очередь от разрешения видеокамеры и четкости исходной картины. В проведенных опытах использовалась видеокамера с разрешением 640x480 со стандартной оптикой (Logitech 260). Картина проецируется на пленочный рассеиватель, обладающий более высокой пропускной способностью света.

В дальнейшем планируется использовать программную регулировку величины напряжения на кристалл с помощью устройства, имеющего транзисторный ключ,

коммутирующий напряжение до 20кВ и интерфейс USB. В таком случае будет возможно полностью автоматизированное получение данных об электрооптических коэффициентах.

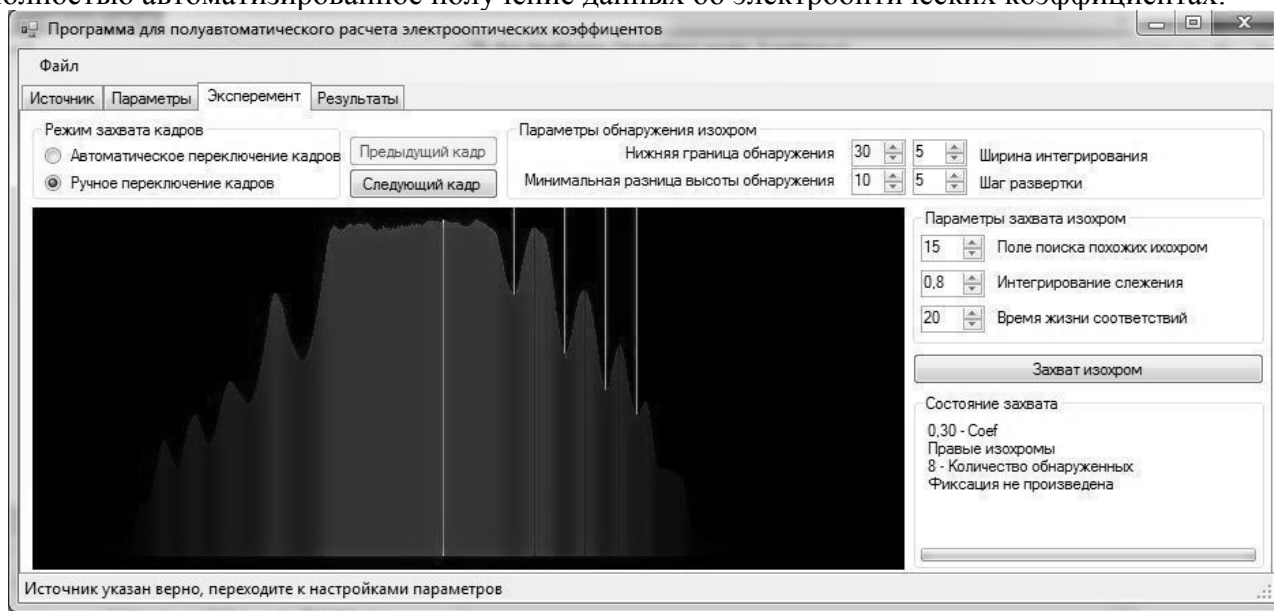


Рис. 3. График распределения интенсивности с обозначенными максимумами и минимумами

Кроме того, качество снимаемых данных возможно качественно улучшить, если проецировать коноскопическую картину не на экран, а непосредственно на ПЗС матрицу видеокамеры.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Хабаровского края.

1. Гершун А.А. М.: Наука (1958).
2. Пикуль О.Ю., Алексеева Л.В., Повх И.В., Строганов В.И., Рудой К.А., Толстов Е.В., Криштоп В.В. Изв. вузов. Приборостр. 47. №12. 53-55 (2004).
3. Атавин Е.Г. Приборы и техн. экспер. №4, 58-62 (2003).
4. Криштоп В.В., Ефременко В.Г., Литвинова М.Н., Ли А.В., Строганов В.И., Максименко В.А., Сүй А.В. Изв. вузов. Приборостроение. 49. №8. 21-23 (2006).
5. Прокопив Н.Н., Суриц В.В., Киле Е.О., Сүй А.В. Тезисы 75-й юбил. студ. науч.-практ. конф. ДВГУПС. Т2. 347 (2017).

КВАНТОВЫЙ ГЕНЕРАТОР СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ, ОСНОВАННЫЙ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ВАКУУМА

Иванова А.Е., Чивилихин С.А., Глейм А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Квантовые генераторы случайных чисел (КГСЧ) позволяют получать истинно случайные последовательности битов. В работе было получено квантовое математическое описание волоконного Y-разветвителя при использовании в схеме КГСЧ, основанной на флуктуациях вакуума, и экспериментально продемонстрирована генерация случайных чисел.

Квантовые генераторы случайных чисел основаны на недетерминированных физических процессах и позволяют получать последовательности истинно случайных чисел, которые могут использоваться в приложениях, где необходима высокая степень случайности, например, в квантовой криптографии [1]. Существует множество различных путей реализации квантовой генерации случайных чисел: использование разделения излучения [2], запутанных состояний [3], процессов излучения и детектирования фотонов [4] или квантового шума лазера [5]. Альтернативным способом генерации является использование флуктуаций вакуума [6].

В данной работе исследовалось применение волоконного Y-разветвителя в КГСЧ, основанном на вакуумных флуктуациях (Рис. 1). Любая практическая реализация КГСЧ отличается от её идеализированного описания, поэтому важно просчитать влияние неидеальности элементов схемы на качество сигнала на выходе.

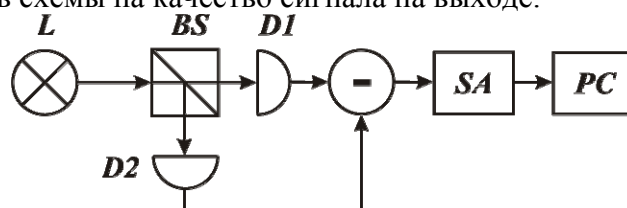


Рис. 1. Схема квантовой генерации случайных чисел, основанной на принципах гомодинного детектирования: а) L — лазер, BS — светоделитель, D1, D2 — детекторы, SA — спектроанализатор, PC — компьютер

Оптический светоделитель (Рис. 2) является ключевым элементом для КГСЧ, основанных на вакуумных флуктуациях [6]. В данной схеме на один порт светоделителя подается сильное лазерное излучение, а на другой поступают только вакуумные флуктуации. Квантовый вакуумный и высокоинтенсивный лазерный сигналы смешиваются на светоделителе и сигналы с его выходов поступают на детекторы. После детектирования сигналы вычитаются друг из друга, и в результате остается только вакуумный шум, который является случайным и может использоваться для генерации случайных чисел.

Волоконный разветвитель (Рис. 3) может быть представлен в виде системы с тремя входными и тремя выходными портами, поскольку сигнал может распространяться в двух противоположных направлениях. При помощи матричного описания нами были получены соотношения между каждой парой входных и выходных сигналов. При рассмотрении сигнала, поступающего на первый порт, и сигналов, исходящих из портов 2 и 3, нами были получены математические выражения, совпадающие с полученными ранее выражениями для светоделителя, когда сильный лазерный сигнал поступает на один вход светоделителя, а вакуум — на другой. Это позволяет использовать Y-разветвитель в схемах КГСЧ, основанных на вакуумных флуктуациях.

Для обработки шума, полученного при помощи экспериментального КГСЧ, основанного на флуктуациях вакуума и использующего Y-разветвитель, мы использовали четыре различных способа преобразования: 1) если уровень шума в отсчете выше нуля, мы записываем бит «1», иначе — «0»; 2) применяем XOR к полученной первым методом последовательности битов; 3) генерируем три бита из одного отсчета [6], преобразуя исходное гауссово распределение в равномерное при помощи функции ошибок; 4) отбрасываем старшие значащие биты после аналогово-цифрового преобразования.

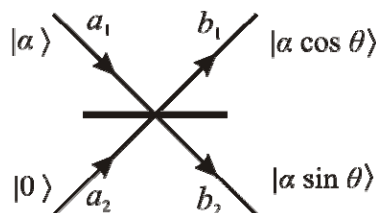


Рис. 2. Схема светоделителя с углом θ , на один вход которого подается когерентное состояние, а на второй — вакуумное состояние

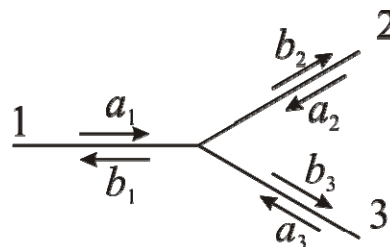


Рис. 3. Схема волоконного разветвителя: a_1, a_2, a_3 — сигналы на входах портов 1, 2 и 3 соответственно, b_1, b_2, b_3 — сигналы на выходах разветвителя

Если мы знаем вероятностные свойства истинно-случайной последовательности, то мы можем проверить, насколько сгенерированная последовательность схожа со случайной. Для этого мы провели ряд тестов [7] и затем сравнили их результаты для идеальной и экспериментальной последовательности. Результаты тестов показали, что оптимальным методом постобработки является отбрасывание двух или трех старших значащих битов.

В данном исследовании мы разработали квантовое описание работы Y-разветвителя в КГСЧ, основанном на флуктуациях вакуума. Также мы получили значения статистических параметров разностного сигнала на выходе схемы. Полученные с использованием КГСЧ, основанном на вакуумных флуктуациях и использующем Y-разветвитель, экспериментальные данные мы обработали при помощи четырех различных методов преобразования. Тестирование показало, что наилучшие результаты были получены с использованием отбрасывания двух или трех старших значащих битов после аналогово-цифрового преобразования.

1. V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci и др, *Rev. Mod. Phys.*, **81**, pp. 1301–1350, (2009).
2. T. Jennewein, U. Achleitner, и др, *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, pp. 1675–1680, (2000).
3. O. Kwon, Y.-W. Cho и др, *Appl. Opt.*, **48**, pp. 1774–1778, (2009).
4. M. Stipčević, M. B. Rogina, *Rev. Sci. Instrum.*, **78**, 045104 (2007)
5. B.Qi, Y.-M. Chi и др., *Opt. Lett.*, **35**, pp. 312–314, (2010).
6. T. Symul, S. M. Assad, P. K. Lam, *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 231103 (2011)
- 7 A. Menezes, P. van Oorschot, S. Vanstone, *Handbook of Applied Cryptography*. (Boca Raton : CRC Press) p 816 (1996)

СЕТКА ЭКВИДИСТАНТНЫХ ЧАСТОТ В ВИДИМОЙ И УФ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Глухов В.А.*,**, Иванов М.П.*, Сясько А.В.*, Толмачев Ю.А.*

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

**Санкт-Петербургский филиал института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассматриваются перспективы применения многолучевых интерференционных устройств, работающих в высоких порядках, для создания сетки эквидистантных частот в видимой и УФ области спектра.

Создание сетки высокостабильных частот с фиксированным интервалом между ними в видимом и УФ диапазоне частот сегодня является одной из главных задач систем связи со спектральным уплотнением каналов, в частности, в системах WDM (мультиплексирование с разделением по длине волны). Спектральная плотность каналов в WDM системах непрерывно растет, и одной из важнейших задач при создании стандартов частотных сеток является уменьшение минимального интервала между периодическими линиями сетки эквидистантных частот. В работе [1] была рассмотрена возможность метода, основанного на спектральной интерференции излучения источника со сплошным спектром в интерферометре Майкельсона. Наблюденная авторами синусоидальная модуляция распределения мощности спектра $P(\nu)$ эквивалентна известному «канавчатому спектру» (channeled spectrum), наблюдаемому при разложении в спектр отраженного от плоскопараллельной пластины излучения теплового источника белого света [2]. Применение двухлучевого интерферометра Маха-Цендера для целей «привязки» спектра частот к имеющимся стандартам рассмотрено в [3]. Относительная простота технической реализации соответствующих устройств, особенно в интегральной оптоволоконной системе, позволяет рассматривать идею применения спектральной интерференции как весьма продуктивную. Вместе с тем, «мягкая» гармоническая форма распределения $P(\nu)$ затрудняет решение проблемы стабилизации частот сетки с привязкой ее к определенному стандарту из-за малого значения величины производной $\partial P/\partial \nu$. Одно из возможных решений возникающей проблемы видится на пути использования эффектов многолучевой интерферометрии вместо двухлучевой, что было отмечено, в частности в [4], где рассмотрено применение интерферометра Фабри-Перо как гребенчатого фильтра частот излучения ближнего ИК диапазона, или патента [5], где предлагается для этих целей волоконный аналог пластинки Луммера-Герке.

В отсутствие дисперсии скорости распространения света внутри интерферометрической системы основное уравнение для формирования максимума освещенности при интерференции пучков излучения с волновым числом σ_0 имеет хорошо известную форму:

$$b\Gamma\sigma_0 = k, \text{ где } k = 0, \pm 1, \pm 2... \quad (1)$$

Соотношение (1) определяет «разность хода» между пучками, необходимую для формирования максимума рассеяния, и не зависит от того, сколько пучков участвует в формировании k -го максимума. Форма коэффициента пропускания устройства как функции частоты существенно зависит от числа интерферирующих пучков. Безразмерный множитель Γ в (1) определяется условиями освещения системы и связан с величинами углов падения и рассеяния пучков. Константа b - «постоянная» данного типа интерференционного устройства.

Уравнение (1) показывает, что в пространстве частот формируется набор эквидистантных максимумов, соответствующих $\Delta k = \pm 1$, расстояние между которыми

$$\Delta\sigma = (b\Gamma)^{-1}, \quad (2)$$

эта величина определяет интервал между компонентами формируемой сетки частот.

При фиксированных значениях $b\Gamma$ вариация частоты приводит к расфазировке системы складывающихся пучков, причем величина суммарной амплитуды поля существенно зависит как от числа пучков, так и от изменения σ . В этом и состоит эффект спектральной интерференции. Интерференция только двух пучков формирует синусоидальное перераспределение спектральной плотности освещенности (интенсивности) в спектре источника, в том числе 100-процентную модуляцию при равенстве амплитуд двух пучков. Увеличение числа пучков, т. е. переход к многолучевой интерференции, имеет следствием ускорение влияния расфазировки рассеянных волн и, соответственно, к более быстрому спаду освещенности с увеличением расстройки от резонанса.

Одной из многолучевых интерференционных систем является плоская дифракционная решетка. При традиционном описании ее работы предполагается, что решетка состоит из набора N одинаковых штрихов (щелей или зеркал), расположенных параллельно друг другу с пространственным периодом b . Пусть решетка освещается плоской однородной волной. Дифрагируя на штрихах, эта волна порождает серию цилиндрических когерентных волн, амплитуды их складываются, и в дальней зоне дифракции формируются плоские волны. Максимальной амплитуде результирующей волны соответствует условие (1) при

$$\Gamma = \sin \alpha \pm \sin \beta, \quad (3)$$

где α, β и $-$ углы падения и рассеяния соответственно, знак «+» относится к случаю отражающей решетки, а знак «-» – к пропускающей.

Спектральная ширина сформированных максимумов $\delta\sigma$ определяется двумя параметрами решетки: числом штрихов N и порядком интерференции k . При $N \gg 1$, как известно [3, 6],

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_0}{kN}. \quad (4)$$

При условии равенства углов α и β (автоколлимационный режим) из (1) и (3) следует, что расстояние между максимумами пропускания системы:

$$\Delta\sigma = (2b \sin \alpha)^{-1},$$

что дает для необходимой постоянной b решетки, работающей при углах, близких к скользкому ($\sin \alpha \approx 1$) следующее соотношение:

$$b \approx (2\Delta\sigma)^{-1},$$

где $\Delta\sigma$ – заданное расстояние между линиями гребенки. Отметим, что режим, близкий к скользкому используется в решетках-эшелле, где стандартным является угол блеска близкий к 60° , т. е. $\sin \alpha = 0,87$.

Современные системы связи приблизились к скорости передачи информации по волоконным линиям связи порядка 40 Гбит/с, разумно предположить, что современные одномодовые световоды обеспечат 100-200 Гбит/с, что соответствует необходимому шагу частот гребенки 500 ГГц или $\Delta\sigma = 17 \text{ см}^{-1}$. Этому значению будет соответствовать $b \approx 0,3 \text{ мм}$, т. е. 3 штр/мм. Полное число штрихов может быть не более 50-100, что обеспечит как высокий контраст дифракционной картины, так и простоту изготовления. Используя в качестве подложки магнестрикционный материал, например, мы имеем возможность управления шириной штрихов в небольших пределах, тем самым обеспечивая возможность непрерывной привязки всей сетки частот к известным стандартам. Подобные решетки эшелле не выпускаются промышленностью, но их изготовление не представляет труда.

Более перспективным представляется нам применение для целей создания сетки эквидистантных частот отражательного эшелона Майкельсона [7]. Для него, как и для дифракционной решетки, верны формулы (1)-(4) и соответственно все высказанные предположения, связанные с созданием сетки частот. В условиях автоколлимации (Рис.) при $\alpha = \beta \ll 1$ для рассмотренного выше примера эшелон работает подобно интерферометру Фабри-Перо с конечным числом пучков равной амплитуды толщиной $b = 0,15 \text{ мм}$. Дальнейшая наша работа будет направлена на подробный расчет эшелона Майкельсона и проектирование макета для создания сетки частот в видимой и УФ области спектра.

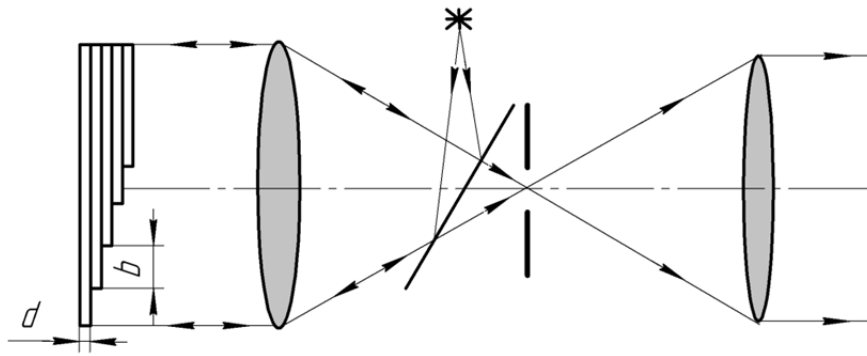


Рисунок. Эшелон Майкельсона в автоколлимационной схеме интерферометра. d – толщина зеркала эшелона, b – длина ступеньки

Работа поддержана РФФ (проект 17-19-01097).

1. К.А. Лукин, Д.Н. Татьянко, Ю.П. Мачехин, Создание сеток оптических частот на основе метода спектральной интерферометрии, *СВІТЛОТЕХНІКА ТА ЕЛЕКТРОЕНЕРГЕТИКА*, **3**, 2011, с. 26-30.

2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, пер. с англ., изд. 2-е, «Наука», 1973. 713 с.

3. T. Mizuno, M. Oguma, T. Kitoh, Y. Inoue, H. Takahashi, Mach-Zehnder interferometer exactly aligned with ITU grid frequencies, *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**, Iss. 2, 2006, P. 325 – 327.

4. Патент US 4941747 А «Optical sensing arrangements».

5. Патент 2432568 «Сенсорное устройство на основе планарных и цилиндрических полых световодов с интегрированной интерферометрической системой».

6. К.И. Тарасов, Спектральные приборы, «Машиностроение», 1968, 389 с.

7. С. Толанский, Спектроскопия высокой разрешающей силы, пер. с англ., М., 1955.

НЕКОГЕРЕНТНАЯ ЦИФРОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ПОВОРОТА ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Курбатова Е.А., Злоказов Е.Ю., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

В работе рассмотрены основные существующие методы записи некогерентных голограмм, выявлены перспективы развития технологии. Предложена и реализована новая система регистрации некогерентных голограмм на основе интерферометра поворота волнового фронта.

Некогерентная голография – одна из динамично развивающихся областей голографии в настоящее время [1-8]. К преимуществам записи голограмм (в том числе и цифровых голограмм) в некогерентном свете относятся отсутствие спекл-шума, что присуще когерентным системам, а также во многих случаях упрощение экспериментальной оптической схемы.

Для повышения качества реконструкции объектов с некогерентных голограмм предложены различные методы. Наиболее популярным методом является «FINCH» – некогерентная корреляционная голография Френеля, которая базируется на использовании одноканального коррелятора [2]. В FINCH информация от всех точек кодируется с помощью набора колец (зонных пластинок Френеля). Глубина точки кодируется плотностью колец: точка, которая ближе к центру, имеет меньшую плотность колец, чем удаленная точка. Были предложены различные модификации метода FINCH [3-5]: например, самореферентный интерферометр и др. В модификации пространственно-временной модулятор света был заменен на интерферометр Майкельсона и заточен на коррекцию aberrаций. Среди других методов можно отметить метод на основе комбинации численно синтезированных и цифровых голограмм в том значении, что запись цифровых голограмм реальных объектов проводилась оптически, а процесс создания голограмм сильно компьютеризирован. Предложены методы для записи некогерентных голограмм и на основе интерферометра Маха-Цандера и Саньяка [6], треугольного интерферометра [7], сканирования по площади, корреляционной голографии с кодированной апертурой [8] и др.

В данной работе предлагается использование интерферометра поворота волнового фронта для записи цифровых голограмм в монохроматическом пространственно-некогерентном излучении. В схеме производится разделение излучения на два пучка с разностью хода между ними от долей мкм до нескольких десятков мкм. Получены результаты восстановления изображений с записанной некогерентной безлинзовой голограммы Фурье.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 17-07-00254.

1. W. Osten, N. Reingand, *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, Weinheim (Germany), Wiley-VCH, 482 p., (2012).
2. J. Rosen, G. Brook, *Nature Photon.*, **2** (3), pp. 190-195, (2008).
3. G. Brooker [et al.], *Opt. Lett.*, **38**, pp. 5264-5267, (2013).
4. Y. Kashter [et al.], *Opt. Lett.*, **41** (7), pp. 1558-1561, (2016).
5. K.-H. Choi, J. Yim, S.-W. Min, *Appl. Opt.*, **56** (13), pp. F121-F127, (2017).
6. D.N. Naik, G. Pedrini, W. Osten, *Opt. Express*, **21** (4), pp. 3990-3996, (2013).
7. Y. Wan, T. Man, D. Wang, *Opt. Express*, **22** (7), pp. 8565-8573, (2014).
8. A. Vijayakumar [et al.], *Appl. Opt.*, **56** (13), pp. F67-F77, (2017).

КОМПЛЕКС ТЕНЕВОЙ АНЕМОМЕТРИИ ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ЧАСТИЦ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ СКОРОСТЕЙ

Пью Ту Кхант, Н.М. Скорнякова

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Цель работы – исследование метода теневой анемометрии по изображениям частиц. Объектами исследования являются аэродинамические и гидродинамические потоки со скоростями до 10 м/с. В процессе работы проводились экспериментальные исследования. В результате исследования было проведено сравнение результатов, полученных теоретически и экспериментально. Получено значение скорости с относительной погрешностью 2,3 %.

Измерение малых скоростей является неотъемлемой частью аэродинамических измерений. Большинство практических задач, которые ставят перед аэрогазодинамикой авиация, ракетная техника, турбостроение, промышленное производство и т. д., требует для своего решения проведения экспериментальных исследований. В этих исследованиях на экспериментальных установках (аэродинамических трубах и стендах) моделируется рассматриваемый поток (например, движение самолёта с заданными величинами высоты и скорости) и определяются силовые и тепловые нагрузки на исследуемую модель.

В методе теневой анемометрии по изображению частиц (ТАИЧ) [1] используются источники света с мощностью значительно ниже, чем у лазеров, сам метод вводится как разновидность анемометрии по изображению частиц (АИЧ, PIV) [2]. В ТАИЧ используется излучение от импульсного источника, например, такого как светоизлучающий диод (LED), направленное по прямой линии на матрицу камеры. В этом методе количество света, попадающего на плоскость изображения и различимость засеиваемых частиц значительно увеличена, но требует значительно меньше энергии, чем в методах с рассеиванием.

В установке, основанной на методе ТАИЧ, глубина резкости, поле зрения и рабочее расстояние должны быть скорректированы с помощью распорки или гофрированной трубки вставленной между корпусом камеры и объективом. В простой установке, в которой используется гофрированная трубка [1], обеспечивается необходимое удлинение сильфоном, которое рассчитывается с учётом коэффициента масштабирования (увеличения) и фокусного расстояния. Глубина резкости уменьшается с расстоянием и увеличением апертуры, и может производить очень тонкую сфокусированную плоскость (например, субмиллиметровую).

Определяющим фактором в выборе источника является качество полученной тени (чёткие границы, отсутствие бликов, хороший контраст). Для определения подходящего источника нужно сравнивать тени от исследуемого объекта, например, металлического шарика небольшого диаметра. Одиночные источники дают тень хорошего качества, поэтому остановимся на них. Излучение от светодиода более направленное, узкое и яркое, но лампа накаливания создаёт также четкие тени, поэтому лампу можно применять при освещении большей области.

Так как привлекательной стороной метода является гибкость в выборе приёмников излучения, то общих условий к подбору камеры не предъявляется, поэтому нужно руководствоваться лишь необходимыми характеристиками камеры и объектива для конкретной поставленной задачи. Для своей задачи мы использовали беззеркальную камеру Nikon 1 J1 с объективом 1 Nikkor VR 30-110mm f/3.8-5.6.

Схема модели метода приведена на Рис. 1. В неё входят: И – источник излучения, О – исследуемый объект, Э – экран. Другие обозначения: угол расходимости пучка α , диаметр области исследуемого объекта d , расстояние между источником и исследуемым объектом L_1 и расстояние между объектом и экраном L_2 .

С помощью метода ТАИЧ были проведены экспериментальные исследования как с тестовыми объектами (искусственно смещаемые шарики различного диаметра), так и с реальными (движение пшеницы в воде, движение пузырьков жидкости в воздухе). Экспериментально полученные картины представлены на Рис. 2 и 3.

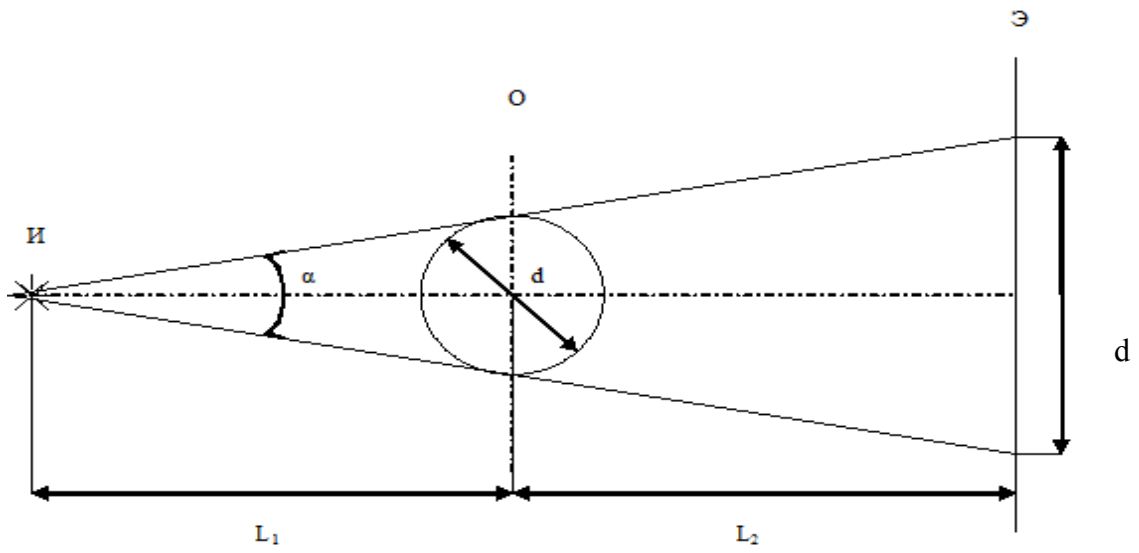


Рис. 1. Схема образования тени

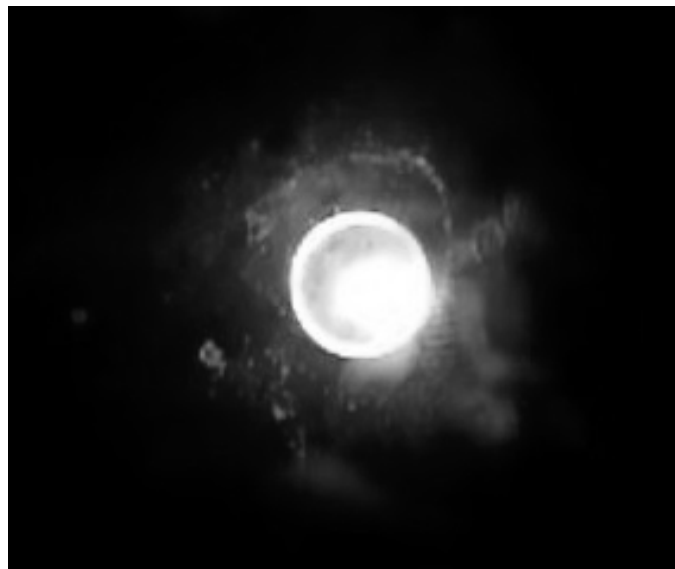


Рис. 2. Пример картины пролета пшена в измерительном объеме



Рис. 3. Изображение пузырей воздуха в воде

Теоретически и экспериментально найдено значение скорости пшена в воде. Была посчитана относительная погрешность метода (2,3%).

С помощи метода была произведена визуализация пузырей воздуха в воде.

Изучено влияние на тени горизонтального и вертикального отклонения объекта от оси съёмки, а также посчитан коэффициент смещения. Было выяснено, что вертикальное и горизонтальное отклонения исследуемого объекта не влияют на размер тени (для симметричных частиц), это означает, что метод не требует высокоточной юстировки.

1. Эстевадеордал Дж., Госс Л. АИЧ со светодиодом: теневая анемометрия по изображению частиц // Innovative Scientific Solutions, Inc., Dayton, OH, 2005.

2. Современные оптические методы исследования потоков: Коллективная монография / Под ред. Б.С. Ринкевичюса. – М.: Оверлей. 2011.

3. M J McPhail, A A Fontaine, M H Krane, L Goss, J Crafton “Correcting for color crosstalk and chromatic aberration in multicolor particle shadow velocimetry”, in Measurement Science and Technology; 26, 2; 025302; Measurement Science and Technology von Institute of Physics; 2015.

О КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКЕ СПОСОБНОСТИ КВАНТОВОГО ВЕНТИЛЯ ПОРОЖДАТЬ ЗАПУТАННОСТЬ КУБИТОВ

Фалеева М.П., Попов И.Ю., Жежула И.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия,

Университет Сафарика, Кошице, Словакия

Предложен способ количественной оценки способности квантового вентиля порождать запутанность кубитов на основе определения расстояния от унитарной матрицы кубита до подпространства матриц, являющихся тензорными произведениями однокубитовых матриц преобразований.

Запутанность кубитов – важнейшее свойство квантовых систем, определяющее возможность квантовых вычислений. При реализации квантовых алгоритмов обычно требуется порождение запутанности. При передаче нескольких кубитов по каналу связи появление запутанности данных кубитов, наоборот, приведет к нарушению корректной работы канала [1]. И в том, и в другом случае, необходимо оценивать степень порождения запутанности рассматриваемым элементом квантовой системы. Всякий обратимый квантовый вентиль описывается унитарной матрицей. Если эта матрица есть тензорное произведение однокубитовых матриц, то запутанность не порождается. В противном случае, она может возникнуть. В настоящей работе предлагается оценивать количественно способность квантового вентиля порождать запутанность по расстоянию матрицы преобразования для данного вентиля от подпространства матриц, являющихся произведениями однокубитовых матриц. Доказана теорема о выражении этого расстояния через сингулярные числа матрицы, полученной с помощью определенной перестройки из исходной матрицы квантового вентиля.

Теорема. Для заданной вещественной матрицы $A_{m \times mn}$ норма $\|A - B \otimes C\|$ минимальна, если матрицы $B_{m \times m}$ и $C_{n \times n}$, такие что $\text{vec}B(\text{vec}C)' = \sigma_1 u_1 v_1'$.

Здесь vec - оператор векторизации, действующий следующим образом на произвольную матрицу M : $\text{vec}M = (m_1', \dots, m_p')$, вектора m_1, \dots, m_p являются столбцами M , m_i' означает эрмитово-сопряженный вектор. Матрица $\bar{R}_{m^2 \times n^2} = \text{vec}B(\text{vec}C)'$ включает те же элементы, что и матрица $R_{mn \times mn} = B \otimes C$, только в другом порядке. Переупорядочив таким же образом элементы A , получим матрицу $\bar{A}_{m^2 \times n^2}$. Тогда σ_1 - наибольшее сингулярное число \bar{A} , u_1 и v_1 - правый и левый сингулярные вектора матрицы \bar{A} , соответствующие сингулярному числу σ_1 .

Данная теорема применена для нахождения расстояний от матриц трех квантовых двухкубитовых операторов CNOT, SWAP, оператора Адамара до подпространства матриц, являющихся тензорными произведениями матриц размерности 2×2 . Для оператора CNOT получено расстояние, равное $\sqrt{2}$, для оператора SWAP норма равна $\sqrt{3}$. Для двухкубитового оператора Адамара расстояние равняется 0, это подтверждает правильность теоремы, т.к. матрица данного оператора является тензорным произведением матриц, соответствующих однокубитовому оператору Адамара [2,3],

1. A.S.Holevo, *Quantum Systems, Channels, Information*. Moscow, MCCME (2010).
2. И.Ю. Попов, *Квантовый компьютер и квантовые алгоритмы*. СПб: СПбГУ ИТМО, (2007).
3. Нильсен М., Чанг И. *Квантовые вычисления и квантовая информация*. М.: Мир. (2006).

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ МИКРОЗЕРКАЛЬНОГО ПВМС ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Гончаров Д.С., Пьянков С.С., Пономарев Н.М.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

В работе представлен метод измерения профиля рабочей области поверхности микрозеркального пространственно-временного модулятора света с помощью интерферометра Майкельсона.

Микрозеркальные пространственно-временные модуляторы света (МЗ ПВМС) – микроэлектромеханические устройства, позволяющие производить высокоскоростную амплитудную модуляцию излучения с высоким пространственным разрешением. Использование их в различных оптических устройствах, таких как оптические корреляторы, может позволить значительно увеличить быстродействие и разрешение этих устройств [2-6].

Зачастую имеет значение лишь амплитудная модуляция, производимая МЗ ПВМС, однако в ряде задач нарушение плоскостности поверхности модулятора может приводить к существенному ухудшению оптического качества системы. Поэтому важно иметь информацию о качестве поверхности отражательных элементов МЗ ПВМС для ее дальнейшего использования при оценке качества оптической системы [1]. Данная информация не предоставляется производителем.

В данной работе представлен метод измерения профиля рабочей области поверхности МЗ ПВМС. Для измерения используется интерферометр Майкельсона (Рис. 1), в одном из плеч которого располагается плоское зеркало, а в другом – микрозеркальный модулятор Texas Instruments S1076-7402 XGA Digital Mirror Device, разрешение которого составляет 1024x768 пикселей. В качестве источника излучения используется неодимовый лазер с длиной волны 532,8 нм. Реализуется случай наблюдения полос равного наклона – угол между зеркалом и МЗ ПВМС подбирается исходя из удобной для последующей обработки ширины интерференционных полос.

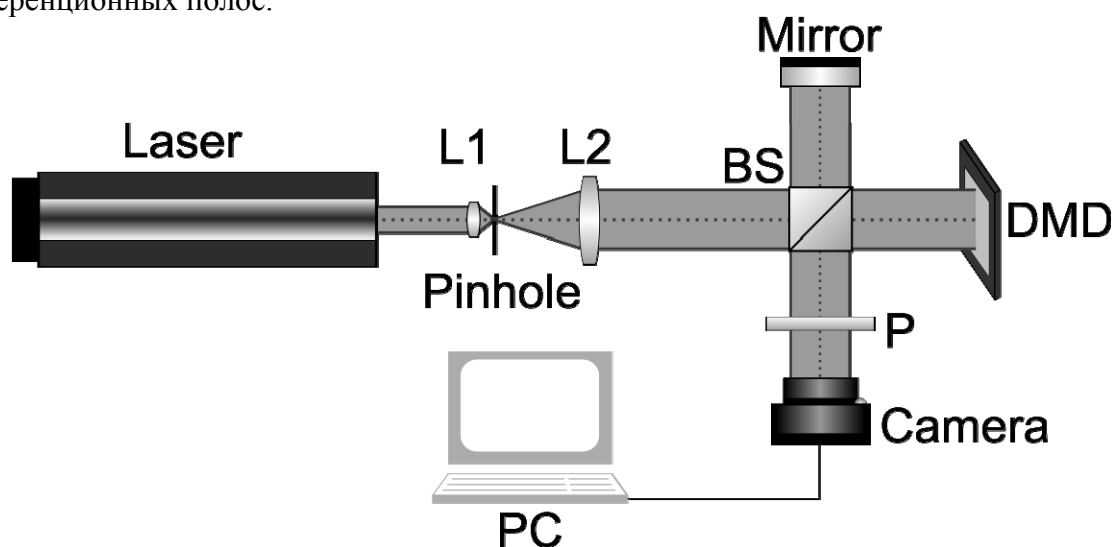


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Интерференционные картины регистрируются фотокамерой (Рис. 2) с разрешением 3000x2208 пикселей. На полученных изображениях, помимо интерференции между пучком, отраженным от плоского зеркала, и пучком, отраженным от МЗ ПВМС, присутствуют и паразитные интерференции, связанные с многократными отражениями от граней светоделительного кубика, а также с отражениями на защитных стеклах модулятора и камеры (Рис. 3). С целью избавления от нежелательных полос, а также с целью избавления от постоянной составляющей интенсивности, обусловленной, в первую очередь, естественной засветкой, производится полосовая фильтрация, благодаря чему выделяются полосы,

соответствующие интерференции излучения, отраженного от зеркала и от МЗ ПВМС. Данным полосам соответствуют участки спектра, обведенные на Рис. 3 прямоугольниками. Из полученного распределения интенсивности интерференционного члена может быть определен профиль поверхности МЗ ПВМС. Кроме этого, может быть произведена грубая оценка кривизны поверхности МЗ ПВМС на основе сравнения интерференционных картин в рассмотренном случае и в случае, когда вместо МЗ ПВМС в систему помещается второе плоское зеркало.

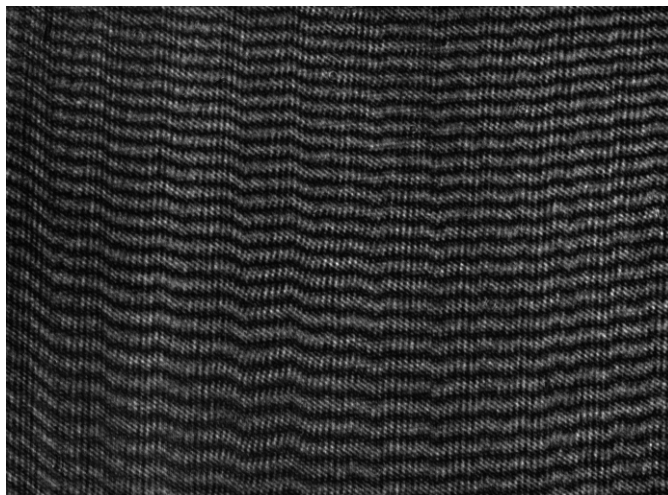


Рис. 2. Наблюдаемые на камере интерференционные полосы

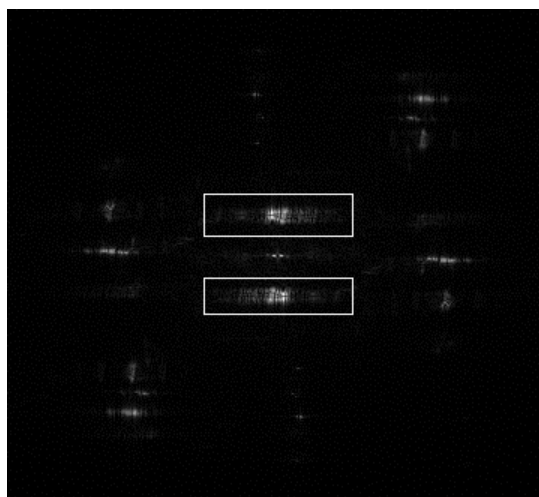


Рис. 3. Низкочастотная область спектра полос, представленных на Рис. 2

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 17-07-00829.

1. D.Y. Molodtsov [et al.], *Physics Procedia*, **73**, pp. 338-342, (2015).
2. M.F. Becker [et al.], *Proc. SPIE*, **49**, No. 8, pp. 1323-1330, (2010).
3. T.D. Hudson [et al.], *Applied Optics*, **28**, Issue 22, pp. 4853-4860, (1989).
4. M.-C. Park [et al.], *Journal of Modern Optics*, **62**, No. 19, pp. 1600–1607, (2015).
5. T.-H. Chao [et al.], *Proc. SPIE*, **9094**, (2014).
6. D. Dudley, W. Duncan, J. Slaughter, *Proc. SPIE*, **4985**, (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ Y-СВЕТОДЕЛИТЕЛЯ ОТ АСИММЕТРИИ ЕГО ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Герасименко Н.Д., Герасименко В.С., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Y-светоделитель является простейшим интегрально-оптическим элементом, который может быть использован, например, в квантовых генераторах случайных чисел. В идеальном случае вероятность получения сигнала на каждом из выходов равна 50%, а потери пренебрежимо малы. Следует, однако, отметить, что свойства реального Y-светоделителя отличаются от свойств идеального. Целью данной работы является исследование соотношений интенсивностей на входе и выходах светоделителя в зависимости от углов отклонения выходных ветвей от входной.

Для выполнения расчетов используется Finite Difference Time Domain Photonics Simulation Software от Optiwave Systems (OptiFDTD) - графический пользовательский интерфейс, позволяющий задавать геометрию волновода, параметры сред и источников, а также позволяющий влиять на эти параметры посредством скриптов на языке Visual Basic.

Для оценки пределов, в которых следует рассматривать возможные комбинации углов отклонения выходных ветвей светоделителя от входной был рассмотрен симметричный случай Y-схемы. По полученным данным были построены графики, изображенные на Рис. 1 и Рис. 2. На первом из них приведены как соотношения выходных сигналов, полезные для оценки погрешностей, связанных с используемым методом моделирования, так и соотношения суммарного выходного сигнала к входному, т. е. характеристика потерь в схеме. На втором же предложена аппроксимация этой величины.

Анализ результатов показал, что характер основного источника потерь изменяется в зависимости от угла отклонения выходных ветвей Y-светоделителя от входной. При малых углах потери связаны с длинной областью перекрытия, где сечение равномерно растет, что приводит к нарушению условия синфазности и частичному выходу сигнала за границу волновода. С ростом углов зона перекрытия сокращается, что уменьшает и этот тип потерь. Однако при этом область, где выходные ветви разделяются, начинает вести себя как щель, на которой часть света дифрагирует, при этом чем больше угол, тем выше потери. В такой ситуации можно найти некоторый угол, для которого потери минимальны (на Рис. 2 — около 27-29°).

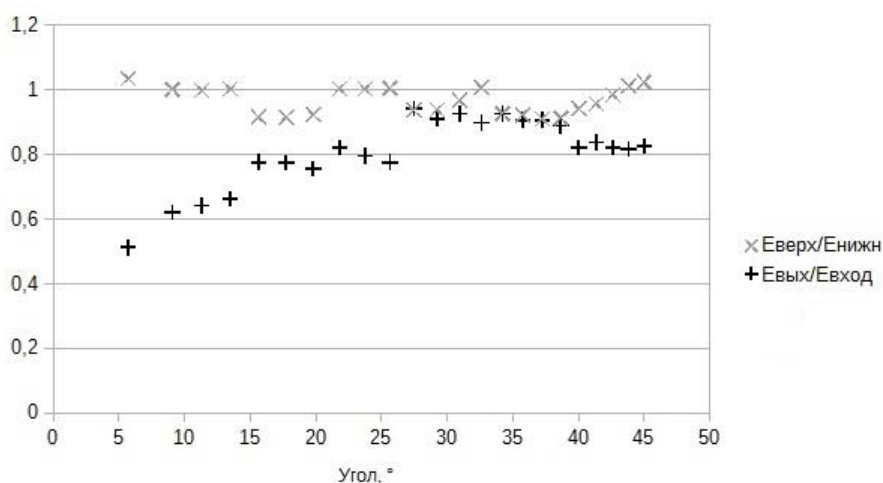


Рис. 1. Результаты моделирования симметричного Y-светоделителя. По оси абсцисс отсчитывается угол отклонения каждой из ветвей, по оси ординат — безразмерные величины соотношений интенсивностей. Соотношения сигналов на выходах отмечены серыми ×, соотношение суммарного выходного сигнала к входному — черными +

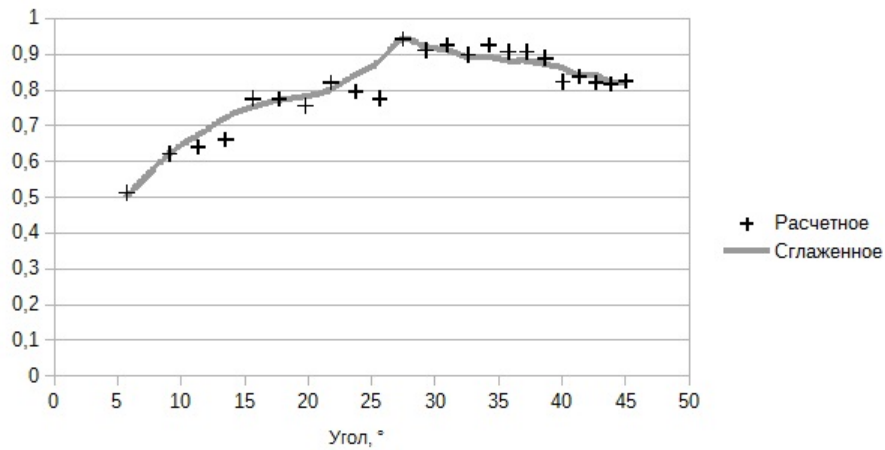


Рис. 2. Зависимость соотношения суммы выходных сигналов к входному в зависимости от угла отклонения каждой из ветвей. Расчетные значения отмечены черными +, результат аппроксимации — серой линией

При моделировании асимметричного случая наиболее интересным результатом оказалось различие в «поведении» соотношений интенсивностей при углах, близких к симметричным в зависимости от основной причины потерь. Для качественной демонстрации на Рис. 3 и Рис. 4 приводятся типичные графики выходных соотношений для малых и больших углов расхождения соответственно. По ним видно, что при малых и больших углах приоритетными оказываются разные выходы Y-светоделителя, однако пока не ясно, физический процесс за этим стоит, или особенности метода.

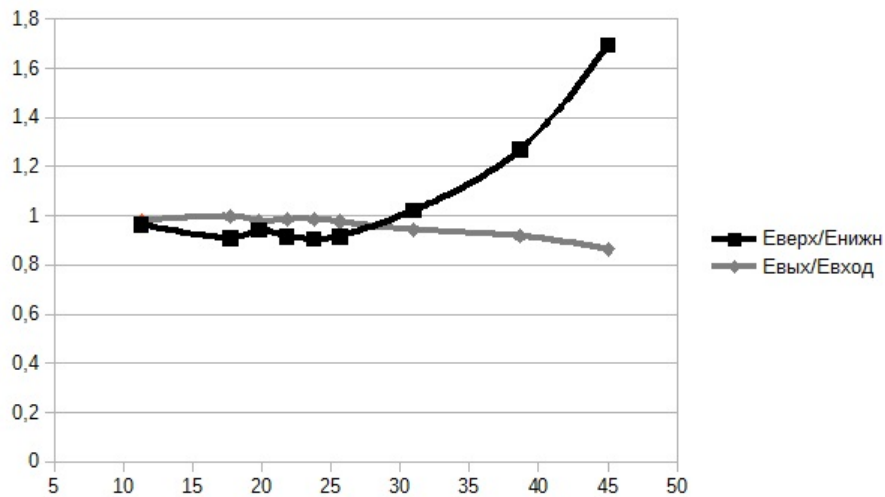


Рис. 3. Типичное поведение соотношений интенсивностей при малых углах

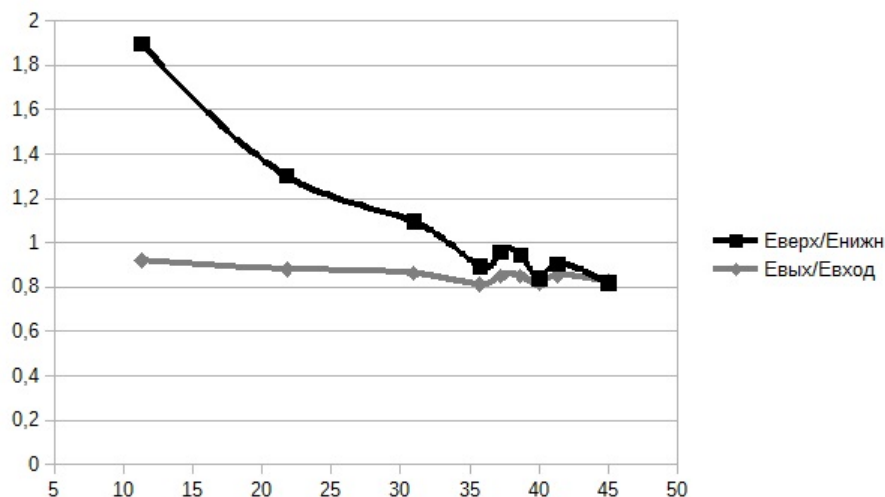


Рис. 4. Типичное соотношение интенсивностей при больших углах

КВАНТОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ С ТЕПЛОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

Герасименко В.С., Герасименко Н.Д., Чивилихин С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Квантовые вычисления, все более актуальные в наши дни, могут реализовываться разными способами. Одной из возможностей является представление кубита в виде двухфотонного состояния в системе из двух взаимодействующих волноводов. В данной работе рассматривается возможность построить управляемую температурой логическую схему в такой системе.

Возможность влиять на выходные параметры схемы из двух X-светоделителей, соединенных двумя волноводами, один из которых можно нагревать, была показана уже несколько лет назад [1,2], но развития в квантовых вычислениях идея не получила.

Для начала следует определиться с обозначением состояний: за чистое состояние $|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ обозначим ситуацию, когда фотон находится в условно верхнем волноводе, а $|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

- в нижнем. Смешанное же состояние обозначим $|\psi\rangle = \alpha \cdot |0\rangle + \beta \cdot |1\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$.

Для построения произвольной логической функции достаточно некоторой комбинации операторов $\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z}$ определяемых в матричном виде так:

$$\hat{X} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{Y} = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \hat{Z} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Дополнительно нам потребуется оператор Адамара:

$$\hat{H} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Произвольный управляемый оператор \hat{Q}_γ , обозначаемый, в отличие от неуправляемого, нижним индексом γ , работает по определению при $\gamma = 1$, и не работает при $\gamma=0$.

Для простоты далее будут рассмотрены только действительные операторы.

Легко показать, что определенный из (1) \hat{Z} при воздействии на $|\psi\rangle$ даст $\begin{pmatrix} \alpha \\ -\beta \end{pmatrix}$, что можно интерпретировать как внесение разности фаз в π в нижнюю ветвь схемы. Управляемый температурой оператор \hat{Z}_γ в таком случае окажется просто миниатюрным нагревателем, установленным на нижнем волноводе (см. Рис. 1).

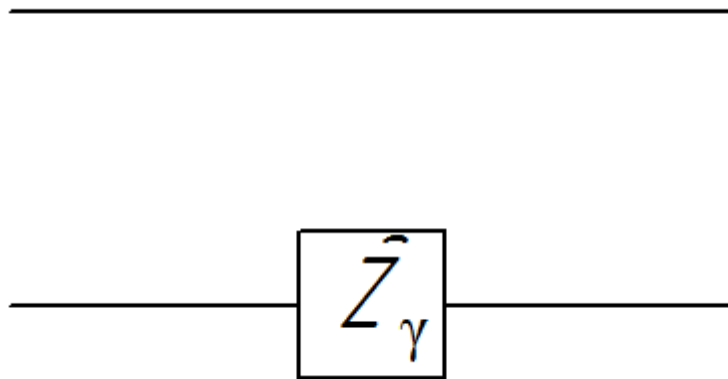


Рис. 1. Принципиальная схема оператора \hat{Z}_γ

Оператор \hat{H} нужен нам для получения оператора \hat{X} из \hat{Z} , т. к. из (2), (1) и простых расчетов следует, что $\hat{H} \cdot \hat{Z} \cdot \hat{H} = \hat{X}$. При этом определению оператора Адамара удовлетворяет X-светоделитель, к нижней ветви которого присоединен \hat{Z} (см. Рис. 2).

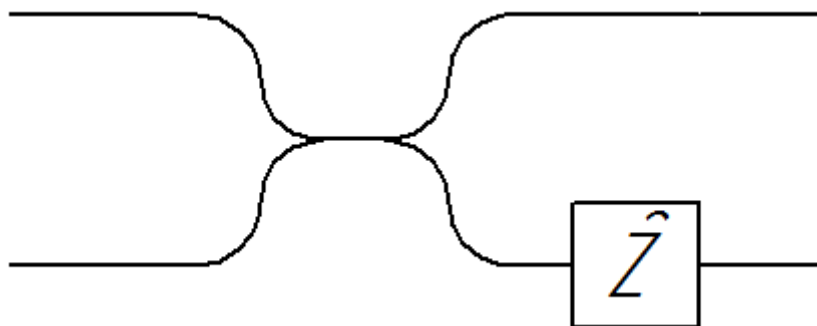


Рис. 2. Принципиальная схема оператора \hat{H}

Получение оператора \hat{X}_γ уже описано, так что можно сразу изображать схему (см Рис. 3).

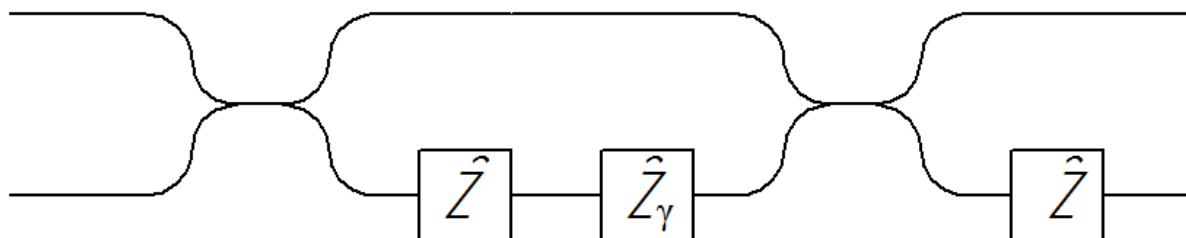


Рис. 3. Принципиальная схема оператора \hat{X}_γ

1. Matthews J.C.F., Politi A., Stefanov A., O'Brien J.L. Manipulation of multiphoton entanglement in waveguide quantum circuits *Nature Photonics* **3** 346–50 (2009)
2. Bonneau D., Engin E., Ohira K., Suzuki N., Yoshida H., Iizuka N., Ezaki M., Natarajan C.M., Tanner M.G., Hadfield R.H., Dorenbos S.N., Zwiller V., O'Brien J.L., Thompson M.G. Quantum interference and manipulation of entanglement in silicon wire waveguide quantum circuits *New Journal of Physics* **14** (2012)

АНАЛИЗ АТАКИ С ПОЛНЫМ РАЗЛИЧЕНИЕМ СОСТОЯНИЙ В КРК НА ОСНОВЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

Эскандери Махди

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,
Минск, Республика Беларусь

Приведены результаты анализа атаки с полным различением состояний на систему квантового распределения ключа на боковых частотах модулированного излучения.

Носителем информации в квантовом канале современных систем квантового распределения ключа (КРК) является оптическое поле, как правило, состоящее из нескольких технически различимых мод [1]. Специфика рассматриваемого типа системы КРК [2] состоит в том, что квантовое состояние носителя информации создается на передающей стороне при посредстве высокочастотного электрооптического фазового модулятора. Кодовые состояния в данной системе КРК представляют собой двухмодовые когерентные состояния

$$|\psi_0\rangle = |\alpha\rangle_A |\alpha\rangle_B$$

$$|\psi_1\rangle = |i\alpha\rangle_A |-i\alpha\rangle_B$$

$$|\psi_2\rangle = |-\alpha\rangle_A |-\alpha\rangle_B$$

$$|\psi_3\rangle = |-i\alpha\rangle_A |i\alpha\rangle_B$$

где индексы А и В обозначают боковые частотные компоненты модулированного излучения, а α - действительная амплитуда поля.

Для анализа атаки с полным различением состояний строится система взаимных векторов [3], т.е. система четырех векторов $|\psi_k^\perp\rangle$, принадлежащих той же линейной оболочке и удовлетворяющих равенству $\langle\psi_i|\psi_k^\perp\rangle = C_k\delta_{ik}$, где C_k -- некоторые коэффициенты. Данный расчет был проведен и вероятность полного различения четырех кодовых состояний найдена в аналитической форме.

На основе полученного соотношения проведен анализ атаки с полным различением состояний на систему квантового распределения ключа на боковых частотах модулированного излучения [2]. Установлено, что дублирование кодового состояния на сопряженной частотной компоненте значительно повышает вероятность перехвата, которая зависит от среднего числа фотонов μ как $O(\mu^2)$, и требует защиты, например, на основе метода сильной опорной волны.

1. С. Я. Килин [и др.]; под ред. С.Я.Килина, Д.Б.Хорошко, А.П. Низовцева, *Квантовая криптография: идеи и практика*, Минск : Белорус. наука, 391, (2007).

2. A. V. Gleim, V. I. Egorov, Yu. V. Nazarov et al., *Optics Express*, **24**, 2619-2625, (2016).

3. A. Chefles, *Phys. Lett. A*. **239**, 339-343, (1998).

ОПТИКА И ФОТОНИКА В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

***IN VIVO* ДИАГНОСТИКА ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ И ДОБРОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОРТАТИВНОГО КР-СПЕКТРОМЕТРА**

**Христофорова Ю.А.* , Братченко И.А.* , Артемьев Д.Н.* ,
Мякинин О.О.* , Морятов А.А.** , Коганов О.И.** , Козлов С.В.** ,
Захаров В.П.***

*Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королева, Самара, Россия

**Самарский государственный медицинский университет, Самара, Россия

В данной работе предложен метод диагностики злокачественных и доброкачественных новообразований на основании совместного использования спектроскопии комбинационного рассеяния и автофлуоресцентного анализа. Точность дифференциации злокачественных и доброкачественных новообразований с использованием мульти-вариативного анализа составила 100%.

Рак кожи является одним из наиболее распространенных типов онкологических заболеваний в мире, для которого характерна ежегодная тенденция роста заболеваемости. Самым агрессивным заболеванием является меланома, для которой 5-летняя выживаемость после удаления опухоли на I стадии составляет 98%. На последней стадии заболевания только 5-15% больных, несмотря на современное противоопухолевое лечение, переживают первое пятилетие. Эффективность диагностики у врачей «первого контакта», как правило не превышает 50%. Поэтому разработка новых эффективных методов ранней уточняющей диагностики новообразований кожи является важнейшей задачей современной онкологии.

Одним из развивающихся подходов оптической диагностики рака кожи является спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) [1]. Принцип КР для исследования новообразований основан на том, что развитие опухоли сопровождается химическим и структурным изменениями тканей кожи на молекулярном уровне. Эти изменения отражаются в спектрах КР, которые уникальны для каждого молекулярного соединения. Помимо КР рассеянный свет после взаимодействия с биотканью содержит автофлуоресцентный (АФ) сигнал [2], характер которого также зависит от биохимического состава исследуемой биоткани. Автофлуоресценция представляет собой переизлучение света эндогенными флуорофорами (нуклеиновые кислоты, порфирины, белки, липиды, меланин и т.д.) после поглощения внешнего излучения. Таким образом, метод КР и автофлуоресцентная спектроскопия позволяют получить спектральную информацию о структуре тканей, на основании которой возможно провести идентификацию различных типов рака кожи.

Оптимальной реализации ранней оптической диагностики можно добиться с использованием портативного оборудования, которое позволит провести оценку состояния подозрительных участков кожи с целью подтверждения или исключения злокачественности образования. Поэтому целью данной работы является изучение возможности применения оптических методов КР и АФ для ранней дифференциальной диагностики злокачественных и доброкачественных новообразований кожи с использованием портативного спектроскопического оборудования.

In vivo исследование новообразований кожи проводилось с использованием экспериментального оборудования, которое включает в себя термостабилизированный полупроводниковый лазерный модуль LML-785.0RB-04 (центральная длина волны $785 \pm 0,1$ нм, 150 мВт), портативный спектрометр QE6500, включающий матричный ПЗС-детектор с термоэлектрическим охлаждением до -15°C , оптический пробник inPhotonics, ПК.

В данной работе были исследованы 37 злокачественных новообразований (19 меланом, 18 базальноклеточного рака) и 19 доброкачественных образований. Проводимые

экспериментальные исследования были одобрены этическим комитетом Самарского государственного медицинского университета (СамГМУ).

Зарегистрированные спектры для каждого новообразования кожи представляют собой сочетание КР и АФ сигналов. АФ в ближней инфракрасной области содержит информацию о количественном и качественном составе природных флуорофоров в исследуемой области биоткани, которые оказывают влияние на форму АФ кривой. Учитывая различный биохимический состав меланомы, базальноклеточного рака и доброкачественных новообразований, в данной работе был проведен анализ формы АФ кривой с помощью экспоненциальной аппроксимации спектра, а также расчета характеристики полуширины на полувысоте спектра (HWHM) (Рис. 1). Экспоненциальная аппроксимация АФ кривой была проведена в спектральном диапазоне 810-870 нм функцией (1):

$$I_{ap}(\lambda) = FI_{785} * \exp^{F\lambda_{785}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{max}}\right)} + c, \quad (1)$$

где FI_{785} отвечает за вогнутость/выгнутость аппроксимирующей кривой, значение $F\lambda_{785}$ характеризует кривизну АФ спектра, $\lambda_{max} = 870$ нм – правая граница интервала аппроксимации. Подробное описание экспоненциальной аппроксимации АФ спектра представлено в работе [3]. Коэффициент HWHM был рассчитан как значение полуширины спектра, взятой на полувысоте от максимального значения интенсивности в регистрируемом диапазоне 810-1000 нм. Таким образом, особенности формы АФ спектра могут быть выражены через коэффициенты FI_{785} и HWHM. Дифференциация злокачественных и доброкачественных новообразований на основании значений коэффициента FI_{785} была выполнена с точностью 68%, с использованием HWHM – 61%.

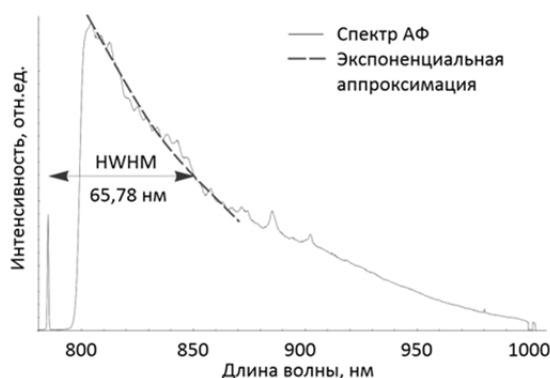


Рис. 1. Спектральный анализ АФ спектра базальноклеточного рака

Спектры КР характеризуются ярко-выраженными максимумами интенсивностей в полосах 1280 см^{-1} (продольная мода $C = N$), $1320\text{-}1340 \text{ см}^{-1}$ (колебания, веерная мода изгибных колебаний CH_2), $1440\text{-}1460 \text{ см}^{-1}$ (CH_2 связь в протеинах и липидах), 1550 см^{-1} (компоненты крови), $1640\text{-}1680 \text{ см}^{-1}$ (продольная мода $C = O$ Амида I). Спектры КР были пронормированы на максимальное значение интенсивности (в полосе $1440\text{-}1460 \text{ см}^{-1}$) всего рассматриваемого диапазона $1200\text{-}1800 \text{ см}^{-1}$. Наиболее существенные различия между спектрами меланомы, базальноклеточного рака и доброкачественных новообразований наблюдаются в полосах $1320\text{-}1340 \text{ см}^{-1}$, $1640\text{-}1680 \text{ см}^{-1}$. Сравнительный анализ злокачественных и доброкачественных новообразований был выполнен на основании спектральных коэффициентов, равных значениям интенсивности в выделенных полосах I_{1320} , I_{1650} с точностью 77%.

Также в данной работе для классификации различных типов новообразований применялся статистический метод проекций на латентные структуры с линейным дискриминантным анализом PLS-DA. Проекционная модель была построена с использованием двух латентных структур, кросс-валидации leave-one-out (LOO). При построении проекционной модели на основании анализа важности независимых переменных в проекции (VIP) [4] были выделены наиболее информативные спектральные области. На основании существенных различий в данных областях злокачественные и доброкачественные новообразования были классифицированы с точностью 100%. Также по Рис. 2 видно, что данные информативные области полностью соответствуют спектральным особенностям, которые были выделены с помощью АФ и КР подходов.

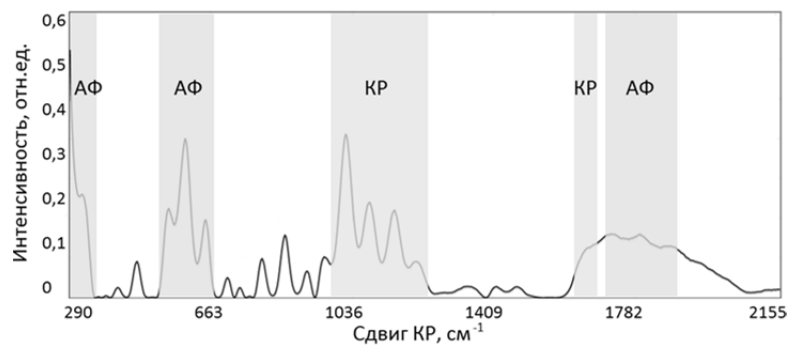


Рис. 2. VIP анализ зарегистрированного спектра новообразования

Подход, основанный на выделении спектральных критериев FI_{785} , $NWHM$, I_{1320} , I_{1650} на основании методов КР и АФ позволил дифференцировать злокачественные и доброкачественные новообразования с точностью 61-77%. С использованием статистического метода PLS-DA была достигнута точность 100%. При этом установлено, что использование метода PLS-DA позволяет повысить точность дифференциации различных типов новообразований за счет сравнительного анализа полного спектра. То есть при анализе отдельных спектральных характеристик часть информативных спектральных различий не учитывается. В работе [5] Н. Lui с соавторами также дифференцировали более 600 злокачественных и доброкачественных новообразования с помощью метода PCA с точностью 86,7% и 91,6%. При этом, стоит отметить, что в работе [5] исследование проводилось с использованием высокочувствительного дорогостоящего оборудования с высокой степенью охлаждения матрицы спектрометра до -120°C . Главным преимуществом метода, описанного в нашей работе, является возможность получения эффективных результатов с использованием более упрощенного портативного спектроскопического оборудования. Однако в дальнейшей работе для развития предложенного подхода необходимо повышать количество исследуемых новообразований кожи.

Таким образом, результаты, достигнутые в данной работе, демонстрируют, что используемый метод является эффективным для внедрения в клиническую практику для контроля подозрительных участков кожи с целью выявления или исключения злокачественности образований. При этом данный подход выделяется за счет своих преимуществ (неинвазивность и скорость обработки) относительно существующих инструментальных методов диагностики рака кожи.

1. Н. Lui, J. Zhao, D. McLean, H. Zeng, *Cancer Res.*, **72**, 2491-2500, (2012).
2. E.G. Borisova, *IEEE J of Selected Topics in Quantum Electronics*, **20**, 7100412, (2014).
3. I. Bratchenko, D. Artemyev, O. Myakinin, Yu. Khristoforova, A. Moryatov, S. Kozlov, V. Zakharov, *JBO*, **22**, 027005, (2017).
4. M. Farrés, S. Platikanov, S. Tsakovski, R. Tauler, *Journal of Chemometrics*, **29**, 528-536, (2015).
5. J. Zhao, H. Lui, S. Kalia, H. Zeng, *Anal. Bioanal. Chem.*, **407**, 8373-8379, (2015).

МУЛЬТИМОДАЛЬНЫЙ МЕТОД ВИРТУАЛЬНОЙ БИОПСИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ОНКОПАТОЛОГИЙ КОЖИ

Мякинин О.О., Братченко И.А., Захаров В.П.

Самарский университет, Самара, Россия

В работе представлен мультимодальный метод виртуальной (оптической) биопсии для диагностики онкологических новообразований кожи. Показаны результаты точности диагностики (75%-95%), области применения, а также дальнейшие направления развития метода.

Онкопатологии человека являются значительным риском для жизни и здоровья человека. По статистике, онкологические заболевания находятся на втором месте среди причин смертности населения после сердечно-сосудистых заболеваний и составляет 13%-15% от общей смертности в России ежегодно [1]. Первая проблема таких заболеваний – это возможность ранней диагностики, т.к. чем раньше обнаружена опухоль, тем выше оценки выживаемости. Говоря об онкопатологиях, локализованных на поверхности кожи, то их основная проблема – это большой разброс фенотипов, что усложняет процесс формализации таких образований.

Злокачественная меланома кожи (как самая опасная кожная патология, на которую приходится 76% смертей среди всех онкопатологий кожи) обладает большой степенью и скоростью инвазии опухоли в глубокие слои кожи, ярко выраженной асимметрией роста и высокой степенью васкуляризации. Несмотря на эти, на первый взгляд, отличительные черты, меланома диагностируется корректно лишь в 30%-60% случаев врачами общей практики [2]. Традиционные средства визуализации (КТ, МРТ, УЗИ) не имеют достаточного разрешения, а проведение забора ткани на микроскопический анализ рискованно и может спровоцировать взрывной рост опухоли.

Вышеописанные факторы стали причиной широкой популярности в исследованиях оптических методов диагностики и визуализации, таких как, Рамановская спектроскопия (РС), оптическая когерентная томография (ОКТ), позитронно-эмиссионная томография, гиперспектральная визуализация (ГСВ), мультифотонная томография, автофлуоресцентная спектроскопия (АФ) и т.д. Однако, опухоли обладают высокими показателями оптической плотности по сравнению со здоровой кожей, а высокие дозы лазерного излучения могут вызывать неприятные ощущения у пациентов. Кроме того, такие методы, в большинстве своем, не внедрены еще в медицинскую практику какой-либо страны и требуют дополнительных исследований, т.к. их результаты напрямую зависят от исходных данных.

В данной работе мы предлагаем мультимодальный подход к решению проблемы диагностики кожных злокачественных новообразований (прежде всего, меланомы). В качестве истинно оптических модальностей выступают РС в сочетании с АФ, ОКТ и ГСВ. Также метод дополнен компьютерной дерматоскопией, которая идеально подходит для скрининга или предварительной диагностики у врача.

В данной работе представлены результаты трех серий экспериментов (двух *in vivo* и одного *ex vivo*). *In vivo* исследования были проведены на базе Самарского онкологического диспансера, а рамках которых суммарно было обследовано 220 пациентов. В рамках лабораторного *ex vivo* – 232 образцов, хирургически удаленных у пациентов. От всех пациентов получены письменные подтверждения их согласия, все эксперименты были проведены в рамках Хельсинской декларации, протоколы исследований были одобрены этическим комитетом Самарского государственного медицинского университета.

Описание используемого оборудования представлено ниже.

Дерматоскоп. Разработанной в лаборатории Самарского университета дерматоскоп на базе камеры Basler acA1920-25uc (RGB, 12 бит/пикс, 1920*1080) имеет разрешение ~13мкм/пикс на поверхности кожи. Корпус спроектирован и напечатан на 3D-принтере. Подсветка осуществляется с помощью диодов:

- два УФ диода: LEUVA77V20RV00 (365нм, 1Вт, полуширина 9нм);
- белые диоды: 4 диода FM-5630WDS-460W-R80 (39 лм, 4000К) (два из них с поляризационным фильтром, два – без);

- два синих диода (Blue): CREE XREBLU-L1-0000-00K01 (30 лм, 465-485нм);
- два зеленых диода (Green): CREE XRCGRN-L1-0000-00N01 (52 лм, 520-535нм);
- два красных диода (Red): CREE XPCReD-L1-0000-00301 (46 лм, 620-630нм).

Гиперспектральная камера. Для регистрации гиперспектральных изображений тканей кожи использовалась гиперспектральная камера производства Научно-технического центра уникального приборостроения РАН (г. Москва). Подробное описание гиперспектральной камеры на базе акусто-оптического фильтра можно найти в работе [3]. Исследуемый образец располагался на расстоянии около 1 м от входного коллиматора камеры. Ширина полосы пропускания при регистрации изображения объекта для выделенной длины волны λ составляла в среднем 2,3 нм. Рабочий диапазон гиперспектральной камеры – 450–750 нм. Размер изображений составлял 1360×1024 пикселя. Освещение образцов производилось белой LED-лампой мощностью 30 Вт, лампа располагалась на расстоянии 1 м от образца исследований.

Рамановская/автофлуоресцентная спектроскопия. Сочетает в себе принципы рамановской (РС) и автофлуоресцентной (АФ) спектроскопии. В качестве источников используются термостабилизированный полупроводниковый лазерный модуль LML-785.0RB-04 (785 ± 0.1 нм центральная длина волны, 150 мВт) для возбуждения рамановского и АФ сигнала в ближнем инфракрасном, и твердотельный лазер с диодной накачкой (457 нм, 200 мВт) для возбуждения АФ в видимом диапазоне длин волн. Спектры регистрировались мультисканальным спектрографом Shamrock SR-500i-D1-R с подключенной цифровой камерой Andor iDus CCD DU416A-LDC-DD, охлаждаемой до –65°C.

Оптическая когерентная томография (ОКТ). Схема установки включает широкополосный суперлюминесцентный лазерный диод (полоса излучения 840±45 нм, выходная мощность 14 мВт), интерферометр Майкельсона с коэффициентом деления 50/50 и спектрофотометр, содержащий дифракционную решётку (1200 штрихов/мм) и линейную ПЗС камеру (разрешение 2048 пикселей, скорость линейной передачи 29,3 кГц). Интерференционный сигнал регистрировался спектрофотометром и оцифровывался картой захвата изображений (NI-IMAQ PCI-1428).

На Рис. 1 показан пример дерматоскопического изображения. Для улучшения визуального представления была проведена цветокоррекция RGB-изображения, изменяющая баланс каналов к более привычному человеческому глазу. Такие изображения удобны как для «ручного» режима диагностики с помощью врача, так и автоматической. Итоговые показатели чувствительности и специфичности диагностики составили 91% и 94% соответственно [4].

На Рис. 2 представлен пример подсчета индекса меланина [5] по ГС-изображению меланоцитарного невуса. По изображению видны области наибольшей концентрации меланина, что в сочетании с показателем, например, кровенаполненности дает наглядное представление о степени малигнизации новообразования. Итоговая точность составила 90% [5].

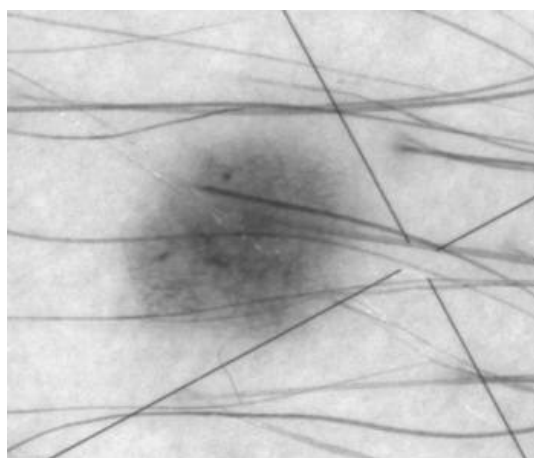


Рис. 1. Пример дерматоскопического снимка *in vivo*

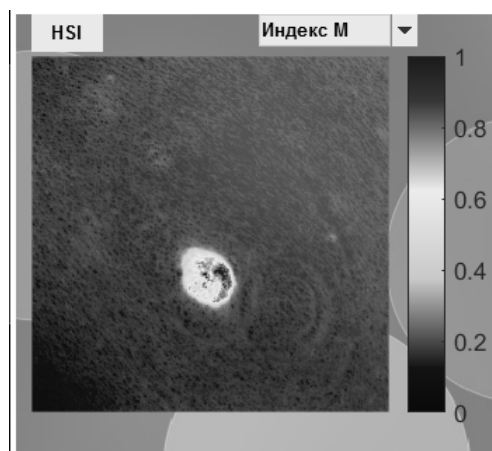


Рис. 2. Индекс меланина, посчитанный по ГС-изображению *in vivo*

Итоговая точность 97,3% была получена при использовании РС/АФ-спектроскопии (Рис. 3) и 75%-95% при использовании ОКТ (Рис. 4). Для текстурного анализа ОКТ-изображений применялся метод комплексного поля направлений (КПН) [6].

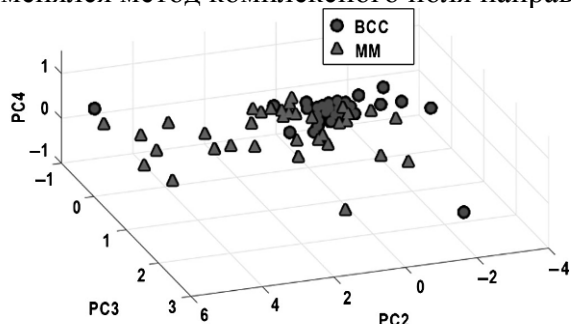


Рис. 3. Фазовая плоскость принципиальных компонент образцов РС/АФ-спектроскопии в 4D пространстве (F_{I785}, F_{λ785}, RS₁₃₂₀, RS₁₆₆₀) для меланомы (MM) и базально-клеточного рака (BCC)

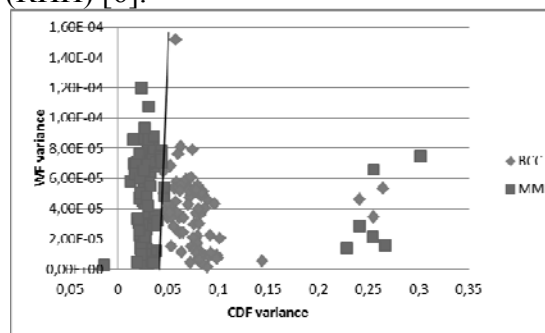


Рис. 4. Фазовая плоскость текстурных параметров ОКТ-изображений для меланомы (MM) и базально-клеточного рака (BCC) *ex vivo*: OX – дисперсия фазы КПН; OY – дисперсия весовой функция КПН

Полученные результаты, в целом, не уступают аналогичным показателям других научных групп. Однако, основным недостатком представленного метода является его гетерогенность. Например, ОКТ на данный момент является чисто лабораторной установкой и пока не может быть использована для *in vivo* исследований. Сравнивая Рис. 3 и 4 можно заметить, что РС/АФ дает больший разброс значений для меланомы, чем ОКТ. РС/АФ собирает информацию с небольшого участка опухоли, в отличие от ОКТ, где зондируется небольшой объем. Как показывает данное исследование, этого предположительно достаточно, чтобы свести данную вариативность к минимуму. На Рис. 4 показатели текстурных компонент уже четко коррелируют и имеют небольшой разброс по одной из осей. Кроме того, наблюдается разделимость классов, что ведет к высокой (95%) точности.

1. P.E Goss, K. Strasser-Weippl, B.L. Lee-Bychkovsky et al., *Lancet Oncol.*, **15**, 489-538, (2014).
2. R.J. Friedman, D. Gutkowitz-Krusin, M.J. Farber et al., *Archives of dermatology*, **144**, 4, 476-482, (2008).
3. A. Machihin, V. Pozhar, *Journal of Innovative Optical Health Sciences*, **8**, 3, 1541009, (2015).
4. O.O. Myakinin, V.P. Zakharov, I.A. Bratchenko, D.N. Artemyev, E.Y. Neretin, S.V. Kozlov, *Proc. SPIE*, **9599**, 95992B, (2015).
5. L.A. Zherdeva, I.A. Bratchenko, O.O. Myakinin, A.A. Moryatov, S.V. Kozlov, V.P. Zakharov, *Proc. SPIE*, **10024**, 100244G, (2016).
6. N.U. Ilyasova, A.V. Ustinov, A.G. Khramov, *Computer Optics*, **18**, 150-164, (1998).

КОМПРЕССИОННЫЙ МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ И ФИЗИОЛОГИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ ТКАНЕЙ

Зюрюкина О.А.*, Синичкин Ю.П.*,**

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

**Томский государственный университет, Томск, Россия

В работе методом диффузной отражательной спектроскопии исследовано влияние внешней механической компрессии на оптические и физиологические свойства кожи человека *in vivo* и мышечной ткани свиньи и коровы *in vitro*.

Внешняя механическая компрессия является основой компрессионного метода управления оптическими свойствами биоткани. Компрессия биотканей способствует частичному или полному выдавливанию из области компрессии крови и воды, а также увеличению плотности ткани в области компрессии, что дает возможность целенаправленно изменять поглощающие и рассеивающие свойства биотканей. Компрессионный метод управления оптическими параметрами потенциально имеет ряд преимуществ по сравнению с иммерсионным методом, так как механическое сжатие биоткани является менее инвазивным и безопасным, в отличие от химического метода сохраняются барьерные функции рогового слоя и всего эпидермиса в целом. Исследование динамики спектров диффузного отражения подверженных компрессии тканей позволяет оценивать изменение количества воды и крови в объемах ткани, подверженных влиянию внешней механической компрессии.

Экспериментальная установка включала в себя волоконно-оптический датчик и два волоконно-оптических спектрометра USB4000 (Ocean Optics, США) и NIRQuest512-2.2 (Ocean Optics, США), сопряженных с персональными компьютерами, и обеспечивала регистрацию спектров диффузно отраженного кожей света в диапазоне от 400 до 2000 нм. Измерения спектров диффузного отражения биотканей проводились с помощью устройств на основе волоконно-оптических датчиков фирмы Ocean Optics (R400-7-VIS/NIR и R600-7-VIS-125F), позволяющих создавать давление на разной площади поверхности тканей (диаметром 3,2 мм, 6,3 мм, 10 мм, 13,6 мм, 15,8 мм и 30 мм) величиной до 150 кПа.

На Рис. 1 и 2 приведены спектры отражения кожи человека *in vivo* и образца мышечной ткани коровы *in vitro* в нормальных условиях и в условиях компрессии в разных спектральных диапазонах.

В формировании спектров диффузного отражения кожи человека *in vivo* в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах (Рис. 1) существенный вклад вносят гемоглобин и вода, изменение содержания которых в результате наложения внешней компрессии отчетливо проявляется в спектрах отражения как результат изменения поглощающих и рассеивающих свойств кожи. Наложение внешней нелокальной механической компрессии величиной 10^5 Па на кожную ткань *in vivo* приводит к уменьшению коэффициента диффузного отражения кожей света в спектральном интервале 400-1000 нм, при этом уменьшается величина провала в спектральном диапазоне 500-600 нм, обусловленного вытеснением крови из области компрессии.

Происходящие в спектрах изменения носят инерционный характер. Уменьшение провала в спектрах отражения в диапазоне длин волн 500-600 нм. Время вытеснения крови из области компрессии зависит от размеров области наложения компрессии и уменьшается с увеличением локализации внешнего давления (от 30-40 секунд для датчика диаметром 15,8 мм до 6-14 секунд для датчика диаметром 3,2 мм).

Для мышечной ткани (Рис. 2) в этой области спектра в течении времени порядка нескольких минут провал в спектре отражения меняет форму, что свидетельствует об изменении формы присутствующего в образце миоглобина, при этом кровь не полностью выдавливается из области компрессии.

В ближней ИК области спектра как для кожной ткани, так и для мышечной ткани наблюдается уменьшение коэффициента отражения, времена стабилизации спектров составляют величину порядка 3 – 8 минут, при этом уменьшение области компрессии приводит

к уменьшению времени стабилизации. Этот процесс обусловлен уменьшением рассеивающих свойств образцов.

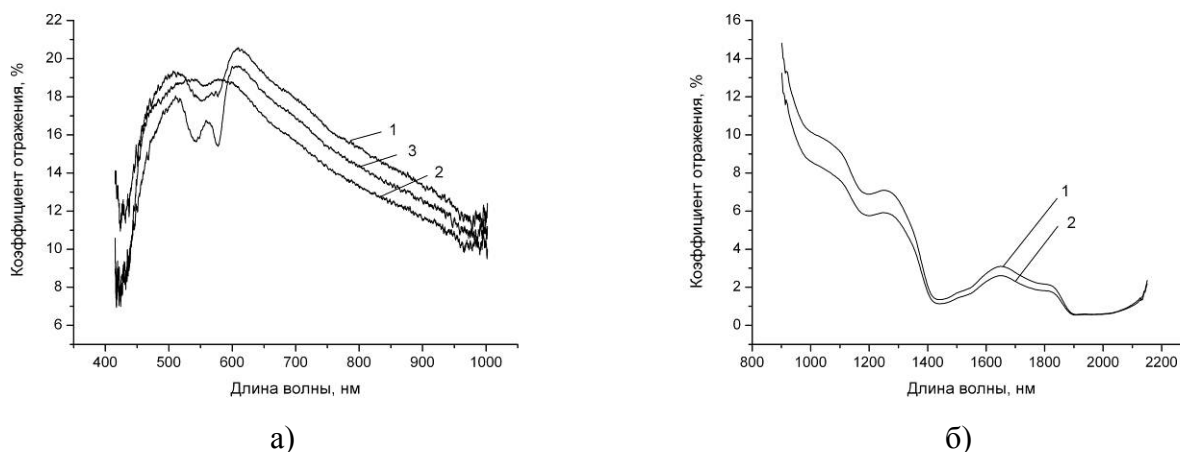


Рис. 1 Спектры диффузного отражения кожи предплечья человека *in vivo* в видимом (а) и ближнем ИК (б) диапазонах спектра.
1 – кожа без компрессии, 2 – после наложения компрессии $p = 110$ кПа, 3 – после снятия компрессии

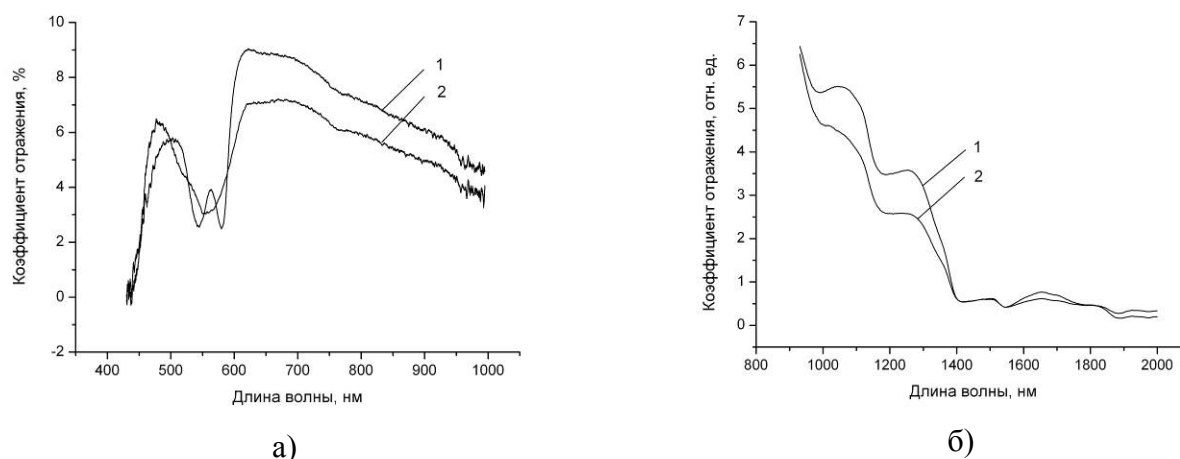


Рис. 2. Спектры диффузного отражения образца мышечной ткани *in vitro* в видимом (а) и ближнем ИК (б) диапазонах спектра.
1 – кожа без компрессии, 2 – после наложения компрессии $p = 110$ кПа

После снятия внешней компрессии в течение времени порядка 10 секунд происходило резкое уменьшение коэффициента отражения кожи в области 500-600 нм. Восстановление спектра отражения в первоначальное состояние происходит в течение времени около 50 минут. Это также видно из Рис. 3, где приведены временные изменения коэффициентов отражения кожи на двух длинах волн (540 и 700 нм) в условиях наложения и снятия давления $p = 110$ кПа.

С точки зрения морфологии кожи провал в спектре ее диффузного отражения в области 500-600 нм обусловлен поглощением гемоглобина. Параметром, которым можно оценить содержание гемоглобина в коже, является индекс эритемы, который пропорционален площади над кривой оптической плотности кожи в данном диапазоне спектра, а форма спектра в этой области дает возможность оценить степень оксигенации гемоглобина.

Количество содержащейся в биоткани крови можно оценить с помощью индекса гемоглобина [1]

$$H = \frac{OD_{545} - OD_{529}}{16} - \frac{OD_{570} - OD_{545}}{25}, \quad (1)$$

где величины оптической плотности кожной ткани $OD = \log(1/R)$ определялись на указанных в соотношении длинах волн в нм, R - коэффициент диффузного отражения.

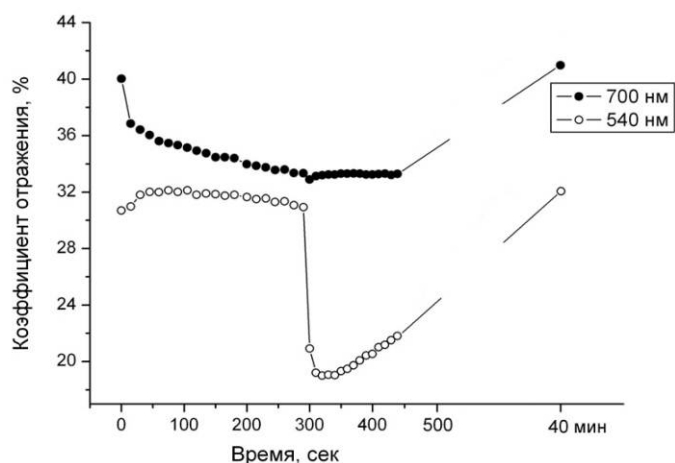


Рис. 3. Временные изменения коэффициентов отражения кожи предплечья человека на двух длинах волн в условиях внешней механической компрессии (интервал времени 0-290 сек) и при ее снятии (интервал времени свыше 290 сек)

В спектрах диффузного отражения кожи проявляется в основном кровь, находящаяся в поверхностном сосудистом сплетении, и степень оксигенации гемоглобина — степень насыщения крови кислородом — является параметром, зависящим от соотношения артериальной и венозной крови в зондируемом объеме кожной ткани [1, 2]

$$Y = \alpha \times \left[\left(\frac{OD_{570} - OD_{557}}{13} - \frac{OD_{557} - OD_{545}}{12} \right) \times \frac{1}{H} + \beta \right], \quad (2)$$

где $\alpha = 31$, $\beta = 1$ [3].

При наложении внешней компрессии на кожу меняется соотношение артериальной и венозной крови в микроциркуляторном русле, находящемся в области компрессии, что приводит к уменьшению степени оксигенации гемоглобина, при этом кровь вытесняется полностью из кожи при давлении порядка 100 кПа.

В спектрах отражения образцов мышечной ткани проявляется кровь, содержащая миоглобин — кислородосвязывающий белок скелетных мышц и мышцы сердца. В случае мышечной ткани кровь полностью не выдавливается из объема ткани, подверженного компрессии вплоть до величины 120 кПа, при этом, что интересно, при наложении компрессии оксигенированная форма миоглобина переходит в деоксигенированную. Это подтверждают данные, приведенные на Рис. 4 и 5, где показана динамика содержания крови и степени оксигенации гемоглобина и миоглобина в образцах биотканей в условиях компрессии.

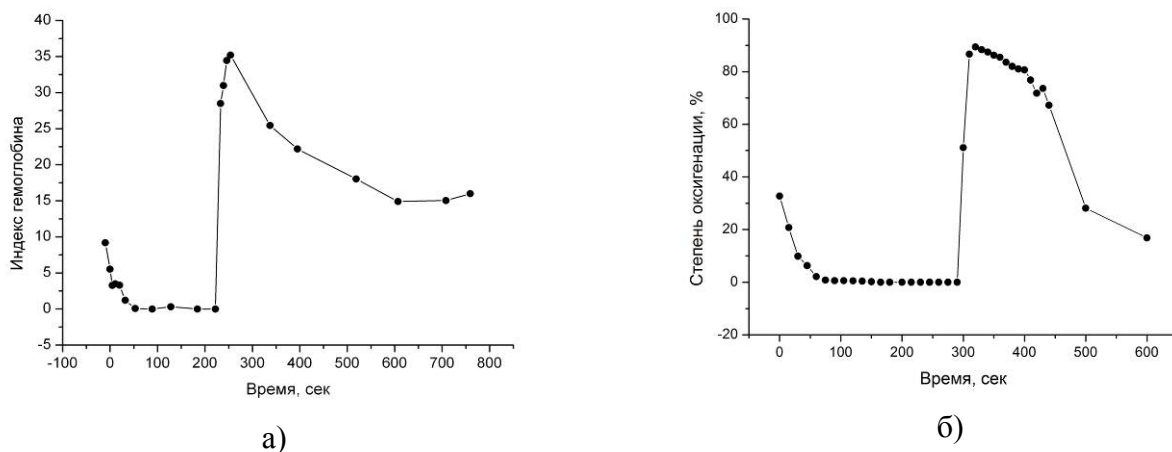


Рис. 4. Динамика индекса гемоглобина (а) и степени оксигенации гемоглобина (б) крови в коже человека *in vivo* в условиях внешней компрессии

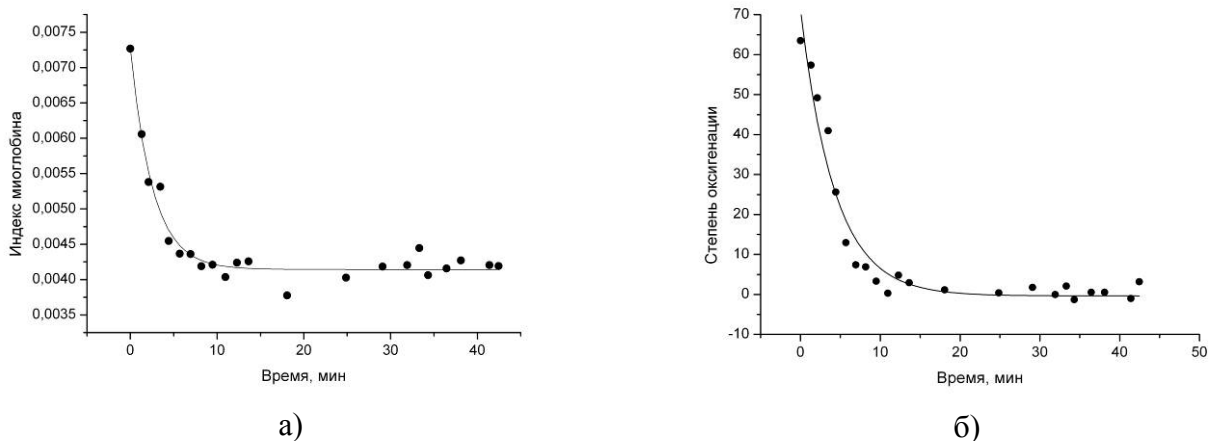


Рис. 5. Динамика индекса миоглобина (а) и степени оксигенации миоглобина (б) крови в мышечной ткани *in vitro* в условиях внешней компрессии

После снятия внешней компрессии происходит резкое увеличение содержания крови в объеме кожной ткани, которая подвергалась компрессии. В течение нескольких секунд индекс гемоглобина достигал величины, значительно превышающей индекс эритемы нормальной кожи (Рис. 4а), при этом резко увеличивалась степень оксигенации гемоглобина (Рис. 4б), что обусловлено вбросом в объем кожи, который подвергался компрессии, артериальной крови с высокой степенью оксигенации. степень

Восстановление морфологии всей кожной ткани в первоначальное состояние происходило в течение 20-50 минут в зависимости от величины компрессии.

Важную роль в формировании поглощающих и рассеивающих свойств биотканей в условиях компрессии играет вода. Компрессия биоткани приводит к транспорту воды из области компрессии, в результате чего уменьшается поглощение ткани в инфракрасной области, а также уменьшается рассеяние ткани во всем рассматриваемом диапазоне длин волн как следствие увеличения плотности рассеивающих элементов [4].

Оценка изменения содержания воды в подверженной компрессии биоткани проводилась путем анализа временного изменения коэффициентов диффузного отражения биоткани на двух длинах волн 810 и 1070 нм. Уменьшение величины коэффициента отражения на длине волны 810 нм обусловлено уменьшением рассеивающих свойств, в то время как изменение отражения на длине волны 1070 нм обусловлено как рассеянием, так и поглощением. В предположении, что изменение рассеяния одинаково влияет на изменение коэффициента отражения на обеих длинах волн, можно оценить вклад в изменение отражения на длине волны 1070 нм, обусловленный поглощением воды, то есть ее содержанием.

Получено, что уменьшение размера области приложения внешнего давления приводит к увеличению количества вытесненной воды. Так, при использовании датчика 13.8 мм с грузом, создаваемым давлением на кожу 100 кПа, кожа теряет при компрессии 8% воды, а при использовании датчика 10 мм с грузом, создаваемым давлением на кожу 100 кПа, кожа теряет 12% воды. Использование датчика 3.2 мм с грузом, создаваемым давлением 376 кПа, содержание воды в коже уменьшается на 21%.

Таким образом, внешняя механическая компрессия биотканей как в условиях *in vivo*, так и *in vitro*, приводит к уменьшению их рассеивающих и поглощающих свойств, при этом капиллярная кровь полностью удаляется из области компрессии, в то время как мышечная выдавливается не полностью и содержащийся в ней миоглобин переходит в деоксигенированную форму.

1. Feather J. W., Haijzadeh M., Dawson J. B. et al. // *Phys. Med. Biol.*, **34**, 807-820, (1989).
2. Haijzadeh M., Feather J. W., Dawson J. B. // *Phys. Med. Biol.*, **35**, 1301-1315, (1990).
3. Зюрюкина О.А., Нахаева И.А., Мохаммед Р. Мохаммед, Синичкин Ю.П.. // *Проблемы оптической физики и биофотоники.* – Саратов : Изд - во «Новый ветер», 9-24, (2013).
4. Schmitt J.M., Kumar G. // *Appl. Opt.*, **37**, 2788-2797, (1998).

ЦИФРОВОЙ ПОЛЯРИМЕТР-САХАРИМЕТР АП-05М

Путилина Е.Ю., Пеньковский А.И., Верещагин В.И., Игнатьев А.А
АО «Швабе – Технологическая лаборатория», Казань, Россия

В данной статье описан модернизированный цифровой поляриметр-сахариметр АП-05М. Также представлены новые способы измерения угла поворота плоскости поляризации, на которых основан данный прибор. Показаны новые конструктивные решения, которые позволяют существенно улучшить технические характеристики прибора.

Сахариметр АП-05М предназначен для измерения концентрации содержания оптически активных веществ в прозрачных растворах в процентах, С%, миллимолях, ммоль/л, в градусах сахарной шкалы °S, а также измерения угла поворота плоскости поляризации α° линейно поляризованного света, прошедшего через оптически активное вещество.

В настоящее время в России и за рубежом сахариметры изготавливают: ОАО «ЗОМЗ» (г.Загорск) поляриметр круговой СМ-3; «Аналит Прибор» (г.Киев) сахариметры универсальные Су-4, СУ-5; Сахариметр Sucromat «Anton Paar» (Австрия), АР-300 «Atago» (Япония) и другие.

Другие зарубежные поляриметры, спектрополяриметры, дихрографы, автоматические полярископы являются сложными, универсальными, дорогими приборами, которые построены, как правило, по компенсационной схеме. В качестве компенсаторов и модуляторов использованы ячейки Фарадея, Погкельса или сложные углоизмерительные устройства для контроля поворота одного из поляризационных фильтров.

Отличительная особенность сахариметра АП-05М заключается в том, что это самый компактный, точный цифровой поляриметр-сахариметр. Внешний вид сахариметра АП-05М показан на Рис. 1.

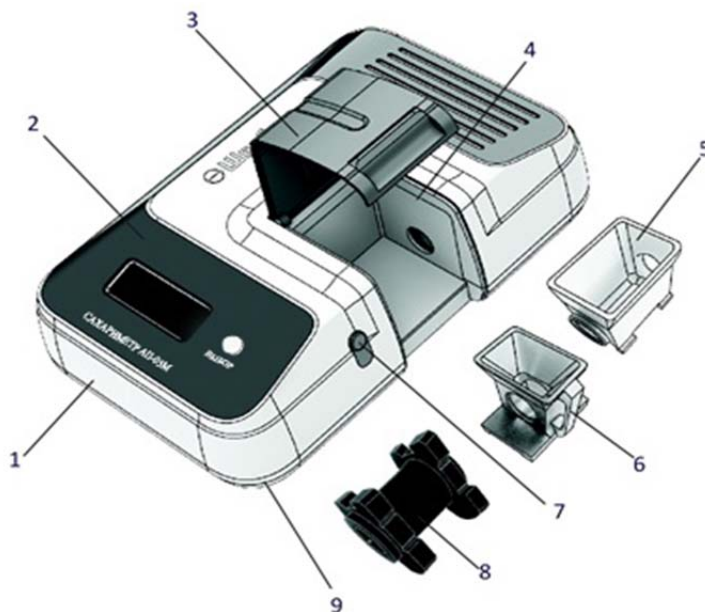


Рис. 1. Внешний вид сахариметра

1 – кожух; 2 – цифровое табло; 3 – крышка; 4 – цветной отсек; 5 – кювета длиной 50 мм; 6 – кювета длиной 10 мм; 7 – винт «УСТ. НУЛЯ»; 8 – контрольное устройство; 9 – основание

Высокая точность измерения сахариметра АП-05М достигнута благодаря применению составного поляризационного фильтра, позволяющего переключать плоскость поляризации линейно поляризованного света на угол 90° при одном фотоприемнике, а так же использованию монохроматического света с более короткой длиной волны ($\lambda_e = 546 \text{ нм}$). Новая электрическая схема позволяет индцировать результаты измерений концентрации оптически активных

веществ в процентах, градусах сахарной шкалы или в миллимоль/литр, а также в градусах угла поворота плоскости поляризации. Структурная схема прибора представлена на Рис. 2.

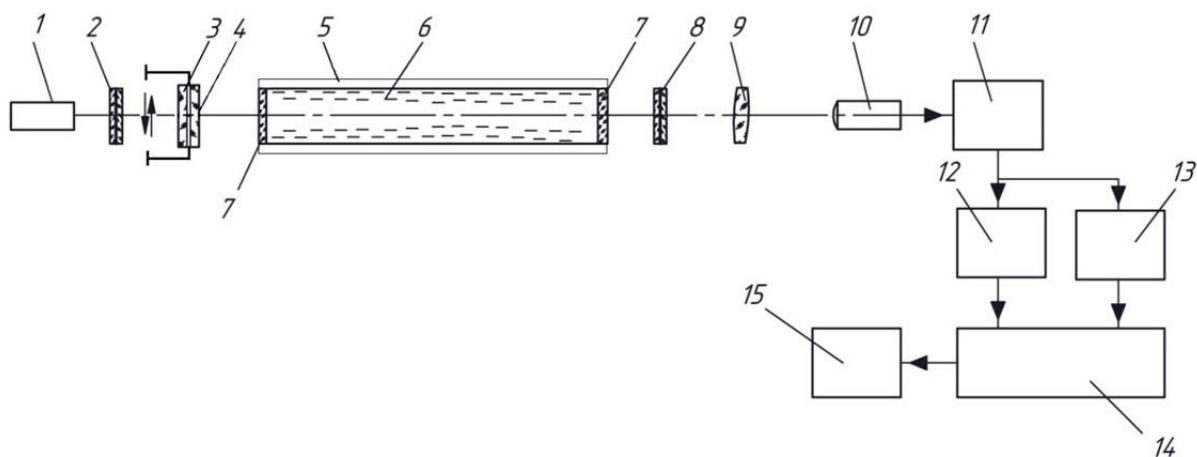


Рис. 2. Структурная схема портативного сахариметра АП-05М.

1 – лазерный модуль; 2 – поляризатор; 3,4 – составной поляризатор; 5 – кювета; 6 – исследуемый продукт; 7 – окна кюветы; 8 – поляризатор; 9 – линза; 10 – фотоприемник; 11 – предварительный усилитель; 12 – формирователь разности сигналов; 13 – формирователь суммы сигналов; 14 – блок измерения отношений сигналов; 15 – индикатор результатов измерений

Принцип действия сахариметра основан на изменении угла вращения плоскости поляризации света при его прохождении через оптически активное вещество. Особенность сахариметра заключается в том, что ориентация плоскости поляризации монохроматического линейно поляризованного света периодически скачками изменяется на 90° . Далее свет последовательно проходит кювету с исследуемым раствором и поляризационный фильтр, плоскость пропускания которого расположена под углом $\pm 45^\circ$ по отношению к плоскости поляризации падающего на кювету линейно поляризованного света.

Если исследуемый раствор не содержит оптически активного вещества (сахара), то линейно поляризованный свет проходит кювету без изменения азимута поляризации. Интенсивности света, воспринимаемые фотоприемником, после каждой смены азимута поляризации света остаются постоянными и на выходе фотоприемника уровни сигналов одинаковы, т.е. $U_1 = U_2 = U_0$.

Если исследуемый раствор содержит оптически активное вещество (сахар), то в зависимости от вещества и его концентрации азимут линейно поляризованного света после кюветы изменяется на величину α . При этом в спектре сигнала фотоприемника вместо постоянной составляющей U_0 будут присутствовать сигналы U_1 и U_2 , уровни которых по отношению к постоянной составляющей U_0 пропорциональны изменению азимута линейной поляризации α .

Микропроцессор сахариметра определяет:

- отношение разности амплитуд сигналов фотоприемников к их сумме

$$Q = (U_1 - U_2) / (U_1 + U_2);$$

- угол поворота плоскости поляризации света

$$\alpha = 0,5 \arcsin Q \text{ в градусах};$$

- концентрацию оптически активного вещества (сахаров) в растворе

$$C, \% = (\alpha \cdot ([\alpha]_\lambda \cdot L))^{-1} = K \cdot \alpha,$$

где K – постоянный коэффициент, который устанавливается при калибровке.

где C – концентрация оптически активного вещества, %;

L – длина кюветы, дм;

$[\alpha]_D$ – удельное вращение оптически активного вещества, град/дм.

Для проверки работоспособности прибора и правильности его настройки предназначено контрольное устройство 8 (Рис. 1). Принцип работы контрольного устройства основан на

явлении разных коэффициентов пропускания наклоненной стеклянной пластинки для двух взаимоперпендикулярных составляющих поляризованного света.

По сравнению с визуальными приборами сахариметр АП-05М:

- позволяет получать результаты измерений концентрации в процентах (С%), в градусах сахарной шкалы ($^{\circ}S$), в миллимолях (ммоль/л) с высокой точностью без дополнительных расчётов.

- содержит два вида кювет в виде лотков и проточную кювету, что обеспечивает широкий диапазон измерений в сочетании с высокой точностью и возможностью использования его в автоматизированных линиях измерения сахаристости сахарной свеклы.

- позволяет при наличии мутности исследуемого раствора применить компенсационный метод, без каких либо дополнительных компенсаторов.

- стоит дешевле любых известных цифровых поляриметров-сахариметров.

1. Волкова Е. А. Поляризационные измерения. Издательство стандартов. М. 1974 г.

2. Патенты РФ № 2029258, № 2108564, № 2263303, № 2325630.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИ ПЕРИТОНИТЕ

Козлова Е.А., Лысакова К.С., Мырзагалиев А.К.*, Городков С.Ю.*,
Кочубей В.И.**

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г.Чернышевского, Саратов, Россия

*Саратовский медицинский государственный университет
имени В.И. Разумовского, Саратов, Россия

** Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

Данная работа посвящена развитию применения люминесцентной спектроскопии для диагностики ранних стадий заболеваний, а именно для диагностики перитонита. В работе продемонстрированы результаты анализа спектров люминесценции крови, плазмы и париетальной брюшины.

Лечение острого распространенного перитонита до настоящего времени остаётся одной из актуальнейших проблем абдоминальной хирургии. Перитонит– это воспалительный процесс в брюшной полости, который на начальных стадиях сложно диагностируется. Следует отметить, что, несмотря на значительное количество исследований, методы ранней диагностики перитонита до сих пор практически не разработаны. Поэтому целью исследований является изучение поведения спектров люминесценции крови, плазмы и париетальной брюшины в норме и патологии, что должно создать основу для диагностики перитонита.

Достоинством флуоресцентной спектроскопии является отсутствие повреждения образца в ходе исследования и практически неизменяющиеся условия протекания основных биохимических процессов в биотканях. Использование собственной флуоресценции (аутофлуоресценции) для прижизненной диагностики тканей является привлекательным, вследствие высокой чувствительности и избирательности. Собственными флуорофорами биоткани являются: порфирины, гемоглобин, билирубин, NADH, флавины, липо пигменты, коллаген, эластин.[1]

Экспериментальные исследования были проведены на 20 белых лабораторных крысах линии «Вистар» женского пола массой от 220 до 250 г. Для создания перитонита в эксперименте использовалась модель разлитого перитонита по Милькову Б.О. После лапаротомии у здоровых крыс и релапаротомии у крыс с перитонитом, измеряли спектры люминесценции крови, плазмы и париетальной брюшины в шести равноудаленных точках. Измерения проводились на 2-е сутки после заражения. Для измерений *in vivo* использовался спектрометр QE65000 (Ocean Optics, USA) в спектральном диапазоне длин волн 400-700нм. Измерения *in vitro* проводились при помощи прибора LS 55 (Perkin Elmer, USA). Спектры записывались с шагом в 0,8 нм. Далее проводилась статистическая обработка полученных спектров отражения и люминесценции с определением среднего значения и среднеквадратического отклонения данных.

На Рис. 1 представлены *in vitro* спектры люминесценции брюшины в норме и патологии при возбуждении на 405 нм. На спектрах видны пики на 455, 480 и 525 нм. Пик на 455 нм в норме отсутствует, это может быть связано с тем, что при перитоните NAD-H частично начинает связываться с белками [2] и вследствие этого проявляется данная полоса люминесценции, другие пики при патологии становятся интенсивнее. Таким образом, можно судить об увеличении концентрации флуорофоров высвечивающих на данных длинах волн. Данные длины волн можно отнести к люминесценции NAD-H (480 нм) и флавинов (525 нм).

Повышение мощности возбуждающего лазера при измерениях *in vivo* позволило регистрировать люминесценцию с более глубоко расположенных слоев (Рис. 2). Вычитание фона и нормирование данных спектров (Рис. 3) показывает увеличение вклада в люминесценцию в области 470-510 нм (НАД-Н) и 570-600 нм (порфирин) при патологии.

На Рис. 4 представлены экспериментально полученные спектры люминесценции мазков больной и здоровой крови крысы при возбуждении на длине волны 330 нм.

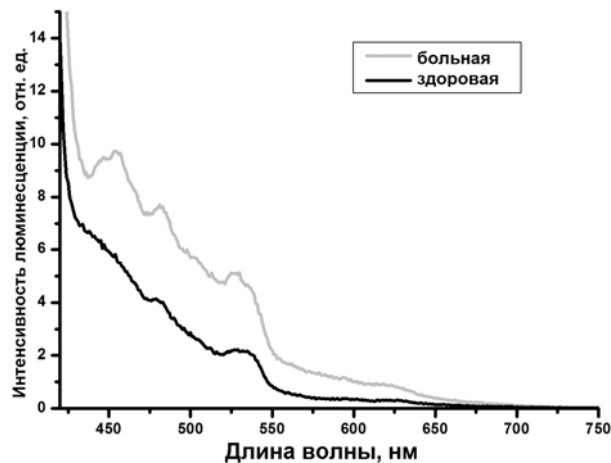


Рис. 1. Скорректированные спектры люминесценции в норме и при перитоните (λ возб.=405 нм) *in vitro*

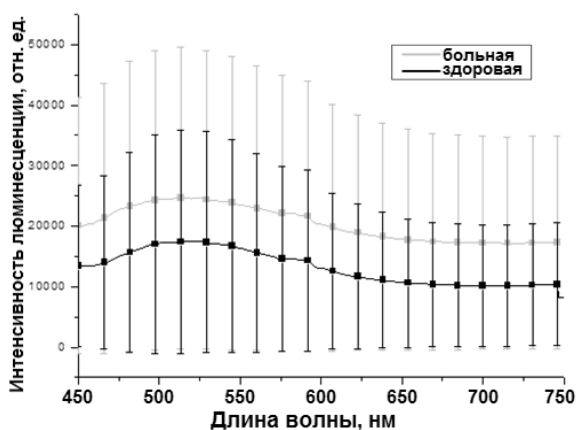


Рис. 2. Усредненный спектр *in vivo* люминесценции в норме и при патологии при мощности лазера 300 мВт (*in vivo*)

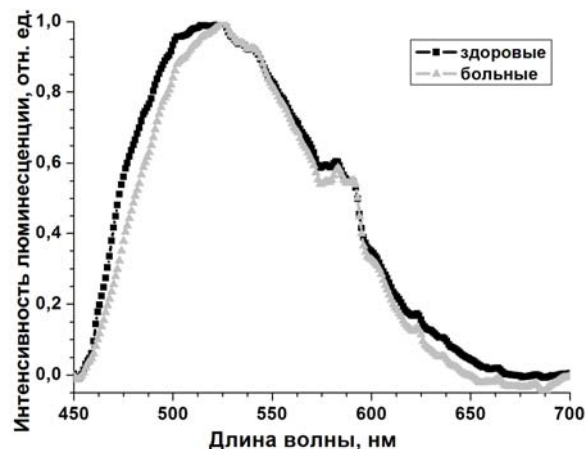


Рис. 3. Экспериментально полученные спектры люминесценции здоровой брюшины и при перитоните после вычитания фона

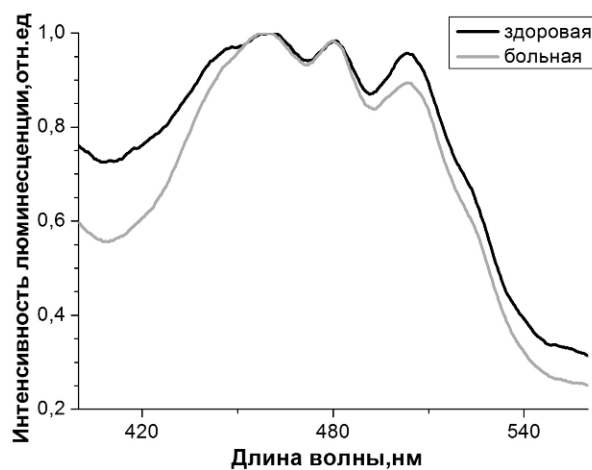
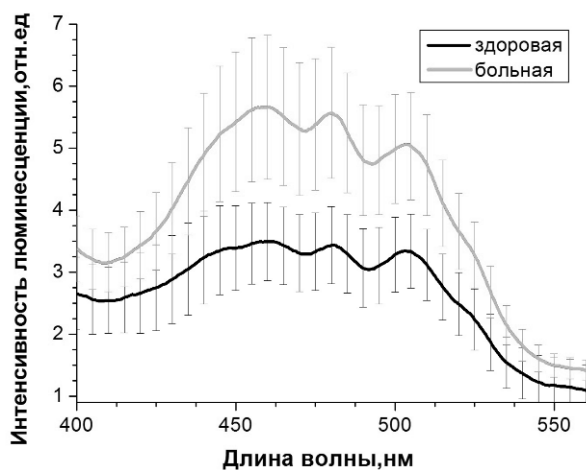


Рис. 4. Спектры люминесценции(а) и нормированные спектры люминесценции б) мазков крови больных и здоровых при возбуждении на 330 нм

Можно сделать вывод, что структура экспериментальной полосы имеет природу: широкая полоса люминесценции белков на которую накладывается полоса Core (400-420нм), поглощение гемоглобина (540-560нм), полоса люминесценции на 510 нм (характерно для билирубина) и полоса 480нм [3].

На Рис. 5 представлены экспериментально полученные спектры люминесценции плазмы больной и здоровой крови крысы при возбуждении на длине волны 340нм.

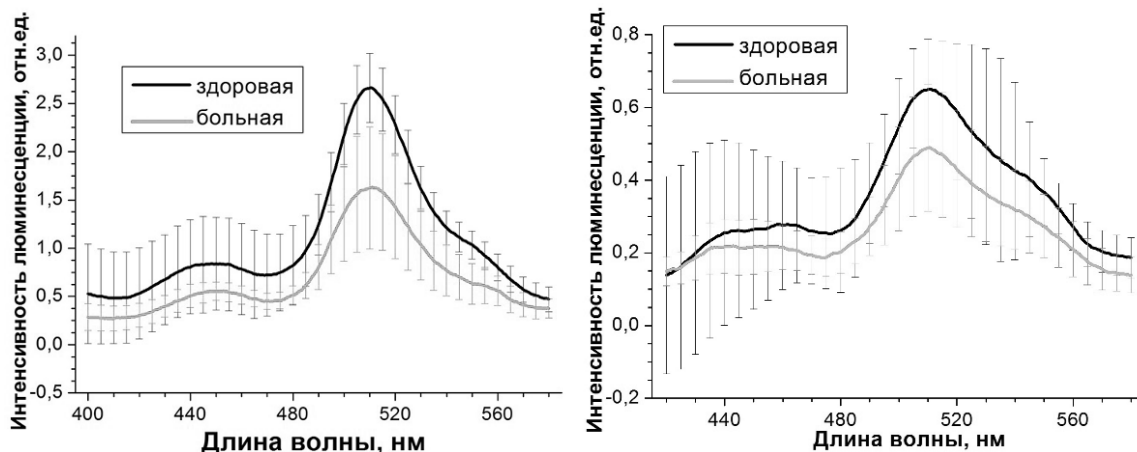


Рис. 5. Спектры люминесценции плазмы крови больных и здоровых крыс при: (а)- возбуждении на 340нм, (б)-возбуждении на 415 нм

Нормализация спектров при возбуждении на 340нм и 415 нм показывают полную идентичность без изменения соотношений полос, в то время, как общая интенсивность люминесценции при патологии снижается. Поглощение на 470нм характерно для перепоглощения гемоглобина, на 560-580нм – поглощение гемоглобина. Предполагается, что люминесценция на 510нм может быть объяснена билирубином или же это сочетание люминесценции и перепоглощения ее гемоглобином.

На спектрах люминесценции крови есть общее увеличение сигнала в мазке и уменьшение в плазме. Это может быть связано с тем, что общий белок увеличивается в мазке, а содержание внеклеточного белка в плазме уменьшается. В начальной стадии нет больших изменений в концентрации люминофоров в крови (НАДН, флафины, билирубин), так как болезнь еще не успела достаточно для этого развиваться.

При измерениях *in vivo* существенное влияние оказывает мощность возбуждающего излучения. Для соответствия измерениям *in vitro* необходимо повышать мощность, в нашем случае, до 300 мВт. При этом люминесценция при перитоните также возрастает. При меньшей мощности возбуждения, для получения результата, необходимо вычитание фонового сигнала.

Экспериментально показано изменение формы полос автофлуоресценции брюшины крысы при возникновении перитонита. Изменения можно объяснить увеличением концентрации NAD-Н и порфирина при патологии, что подтверждается литературными данными.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-7898.2016.2

1. Комов В.П., Шведова В.Н. Биохимия / *ГОРОД: Дрофа*. 638 с. (2004)
2. Шапошников В.И. Биохимические механизмы гомеостаза при перитоните // *Современные проблемы науки и образования*. № 1. с. 91-92 (2004)
3. Кочубей В.И., Конюхова Ю.Г. Методы спектральных исследований крови и костного мозга / *Саратов: Изд. СГУ*. 72 с. (2000)

ЛАЗЕРНЫЙ МЕДИЦИНСКИЙ АППАРАТ ДЛЯ ЛЕЧЕНИЯ СОСУДИСТЫХ ПАТОЛОГИЙ КОЖИ

Горбатова Н.Е.** , Дорوفеев А.Г. ** , Дроздов Д.С. *** , Золотов С.А. ** ,
Кузьмин Г.П. * , Сироткин А.А. * , Тихоневич О.В. *

* ФГБУН Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, г Москва, Россия

** ГБУЗ НИИ неотложной детской хирургии и травматологии ДЗ г Москвы,
Москва, Россия

*** Московский физико-технический институт (государственный университет)
МФТИ, Долгопрудный, Россия

Создан лазерный медицинский аппарат для реализации метода прецизионной фотодеструкции сосудистых образований кожи и подкожной клетчатки. Проведены исследования на модельных биологических объектах для подтверждения возможности реализации оптимальных параметров лазерного излучения обеспечивающих фотодеструкцию гемоглобин содержащих тканей.

Сосудистые патологии кожи вполне успешно удаляются лазерами уже более двух десятков лет. Метод лечения основан на эффекте селективного фототермолиза[1,2] при использовании лазерного излучения в желто-зеленом диапазоне спектра вблизи пиков поглощения гемоглобина и оксигемоглобина. Лазерная шлифовка кожи, лазерное удаление татуировок и лазерная эпиляция волос также основаны на методе селективного фототермолиза: нагревания и разрушения определенного компонента кожи без повреждения остальной ткани[3,4]. Наиболее эффективными, как с точки зрения теории селективного фототермолиза, так и практически, оказались импульсные лазеры на красителе и на парах меди[5,6]. Общими недостатками этих установок являются большие массогабаритные параметры, высокое энергопотребление, сложность эксплуатации и высокая стоимость.

Нами на основе лазерных полупроводниковых диодов был разработан лазерный медицинский аппарат, излучающий в зеленом диапазоне длин волн (520-525 нм), который будет универсальным для целей эффективного лечения методом прецизионной селективной лазерной фотодеструкции различных форм сосудистых доброкачественных образований кожи и подкожной клетчатки у детей и взрослых. Оптическая схема лазерного излучателя приведена на Рис.

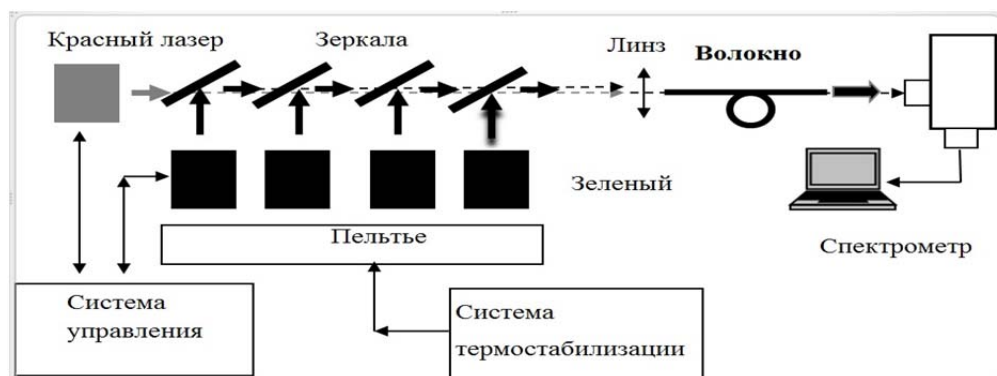


Рисунок. Схема лазерного излучателя на основе лазерных полупроводниковых диодов. Излучатель создан на базе лазерных диодов NICHIAN DG7475 мощностью 1W и работающие на длине волны 520 нм. Использовались четыре диода. Диоды размещались на микрохолодильниках Пельтье, которые управляются системой термостабилизации для поддержания температуры и подстройки длины волны излучения. Излучение каждого диода коллимировалось сферическими линзами и собиралось системой зеркал. Система ввода в оптическое волокно обеспечивала транспортировку зеленого излучения. Пилотное излучение (красное) также совмещено с основным. Система управления обеспечивает регулировку мощности зеленого излучения, длительности импульсов, частоту следования импульсов, мощности пилотного излучения

Технические характеристики

- Длина волны – 520-525 нм
- Мощность излучения - не менее 3 Вт на 520 нм
- Частота повторения импульсов – до 1 кГц
- Длительность импульсов – 0.5-100 мс
- Время экспозиции – до 99 сек
- Размер пятна фокусировки на коже более 0.6 мм
- Питание - 220 В/50 Гц/300 Вт
- Размеры – 390х250х220 мм
- Вес - 6 кг
- Доставка излучения - световод 600 мкм
- Пилотный регулируемый лазер

На макете экспериментального образца лазерного медицинского аппарата проведены исследования селективной лазерной деструкции тканей объемных глубоких форм гемангиом и капиллярной поверхностной сосудистой патологии на модельных биологических объектах.

Экспериментальные исследования на модельных биологических объектах были проведены с целью подтверждения возможности реализации разработанным аппаратом оптимальных параметров лазерного излучения обеспечивающих селективную лазерную фотодеструкцию гемоглобин содержащих тканей, а также разработки рекомендаций для применения аппарата в клинической практике при лечении патологических сосудистых образований кожи и подкожной клетчатки.

В качестве объектов экспериментального исследования, были выбраны охлажденные образцы ткани кожи и печени биологических моделей мини-свиней светлогорской популяции и в качестве биологической модели сосудистых структур были использованы гребешки живых белых кур.

Анализ работ по изучению селективной лазерной деструкции тканей объемных глубоких форм гемангиом и капиллярной поверхностной сосудистой патологии, показал, что лазерное излучение в зеленом диапазоне спектра, вблизи пиков поглощения гемоглобина и оксигемоглобина, является оптимальным для удаления патологических сосудистых проявлений (различных форм ангиодисплазии, «винных пятен», других сосудистых мальформаций, а также сосудистых опухолей гемангиом).

Созданный лазерный медицинский аппарат по своим функциональным качествам значительно превосходит существующие аналоги и при сравнительно низкой цене будет широко востребован для указанных целей практической медициной.

1. R.R.Anderson, J.A.Parrish, *Lasers Surg Med.*, 1:263, (1981).
2. R.R.Anderson, J.A.Parrich, *Science*, 220, 524-527, (1983).
3. T.S.Alster, J.R.Lupton, *Lasers in dermatology*, 2(5), 291-303, (2001).
4. E.L.Tanzi, J.R.Lupton, T.S.Alster. *Lasers in dermatology*, 49(1), 1-31, (2003).
5. S.McCoy, H.Marschall, P.Anderson, *DermatolSurg*, 22, 551,(1996).
6. А.А.Кубанова, И.В.Данищук, *Вестник дерматологии и венерологии*, № 2, 26-27, (2000).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА В ПРИСУТСТВИИ ГИБРИДНЫХ АССОЦИАТОВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag_2S С МОЛЕКУЛАМИ МЕТИЛЕНОВОГО ГОЛУБОГО

Перепелица А.С., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Кондратенко Т.С.,
Гревцева И.Г., Винокур Я.А.

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

Исследованы спектральные свойства гибридных ассоциатов коллоидных квантовых точек Ag_2S с молекулами метиленового голубого. Установлена возможность фотосенсибилизации синглетного кислорода в присутствии гибридных ассоциатов для спектральной области 600-700 нм.

Коллоидные квантовые точки (КТ) Ag_2S перспективны для люминесцентного мечения биообъектов, в том числе пораженных тяжелыми заболеваниями тканей за счет интенсивной ИК люминесценции. Свечение в области 800-1200 нм попадает в терапевтическое окно прозрачности биообъектов [1-3]. Гибридная ассоциация КТ Ag_2S с молекулами тиазиновых красителей открывает дополнительные возможности управлять квантовым выходом люминесценции квантовых точек [3], а также фотосенсибилизировать синглетный кислород. Это интересно для фотодинамической терапии, особенно в сочетании с высококонтрастным люминесцентным маркированием [4,5]. Кроме того, сопряжение КТ с молекулами красителей может обеспечить большую стабильность красителя, например, метиленового голубого (МВ) в форме, продуцирующей синглетный кислород [6].

Поскольку для большинства известных методик синтеза КТ Ag_2S характерно возникновение люминесценции с максимумом в области 1200 нм, возникает проблема однозначного люминесцентного детектирования синглетного кислорода в области 1270 нм. Эта проблема усиливается также в силу значительной длительности затухания люминесценции КТ Ag_2S накладывающейся на кинетику люминесценции синглетного кислорода. Поэтому решалась задача изменения положения полосы ИК люминесценции КТ Ag_2S . В силу слабой размерной зависимости данной полосы изменения ее положения достигали заменой стабилизатора. Коллоидные КТ Ag_2S синтезировали как в водном растворе желатины, так и в тиогликолевой кислоте (TGA).

Для синтезированных образцов исследовали возможность фотосенсибилизации синглетного кислорода в водно-этанольных растворах смесей полупроводниковых коллоидных КТ Ag_2S средним размером 2.2-3.0 нм, сопряженных с молекулами метиленового голубого (МВ) в концентрации, обеспечивающей соотношение КТ и числа молекул красителей 1:3 и 1:8 соответственно.

Детектирование процесса образования синглетного кислорода осуществляли с помощью методики, основанной на измерении спектров фосфоресценции молекул $^1\text{O}_2$ в полосе с максимумом 1270 нм. Регистрацию фосфоресценции молекул $^1\text{O}_2$ осуществляли с помощью низкошумного высокостабильного фотодиода PDF-10C/M за монохроматором МДР-4. В качестве источника возбуждения использовали лазерный диод LPC-836 ($\lambda_{\text{max}} = 660$ нм, $P_{\text{max}} = 250$ mW).

В результате проведенных исследований было установлено:

1) Синтезируемые КТ Ag_2S в желатине имеют средний размер 2.2 нм (по данным ТЕМ) и 3.0 нм в TGA. В спектрах оптического поглощения имеет место размерный эффект (Рис. а) Замена стабилизатора с желатины на TGA обеспечивает сдвиг полосы люминесценции КТ Ag_2S от 1230 нм к 920 нм при близких размерах КТ Ag_2S (Рис. б). Полученный результат свидетельствует об интерфейсной природе центра рекомбинационной ИК люминесценции в КТ Ag_2S .

2) Спектры оптического поглощения молекул МВ при формировании смесей с КТ Ag_2S испытывают незначительный сдвиг максимума в пределах 4-5 нм. Это указывает на

сравнительно слабый характер возникающих взаимодействий между молекулами МВ и КТ Ag_2S , реализуемый, вероятно, по диполь-дипольному механизму с участием диметиламиногрупп МВ и оборванных связей КТ, а также молекул стабилизаторов (Рис. а).

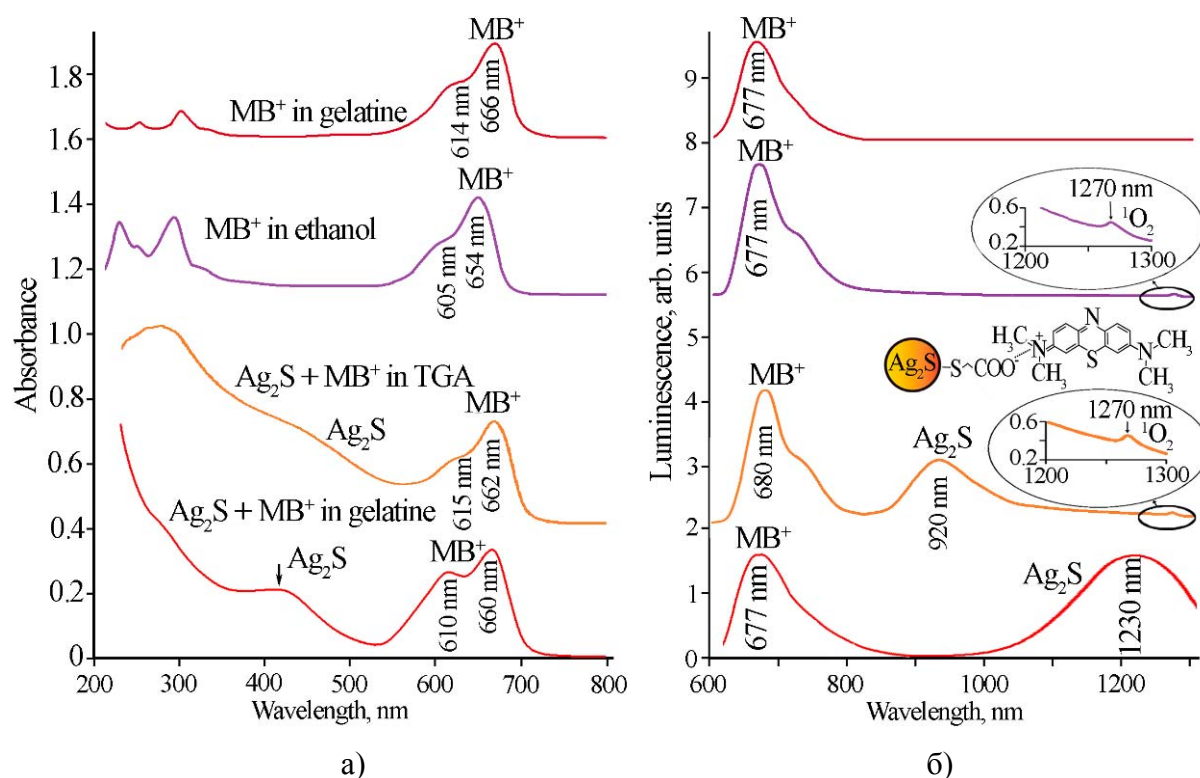


Рисунок. Спектры оптического поглощения (а) и фотолюминесценции (б) МВ в различных растворителях и смесей коллоидных КТ Ag_2S с МВ в желатине и TGA. На врезке схема взаимодействия КТ Ag_2S и МВ в TGA

3) Ассоциация приводит к перераспределению интенсивности люминесценции КТ и молекул МВ. В случае смесей КТ Ag_2S и МВ в TGA наблюдается тушение люминесценции КТ при возбуждении в полосе поглощения МВ. Для смесей КТ Ag_2S и МВ в желатине при возбуждении в полосе оптического поглощения МВ имеет место сенсбилизация ИК люминесценции (до 30%).

4) Найдена фотосенсибилизация синглетного кислорода в водно-этанольных растворах МВ (Рис. б). В спектрах фотолюминесценции смесей КТ Ag_2S и МВ в TGA обнаружен максимум фосфоресценции синглетного кислорода при 1270 нм [5]. Он не характерен для спектра фотолюминесценции чистых КТ Ag_2S в TGA. Наблюдение аналогичного максимума для смесей КТ Ag_2S и МВ в желатине затруднено вследствие интенсивной люминесценции КТ Ag_2S (1230 нм).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№16-32-00503 мол_а).

G. Hong, J.T. Robinson, Y. Zhang, Sh. Diao, A.L. Antaris, Q. Wang, H. Dai, *Angew. Chem.*, **124**, 9956, (2012).

2. I. Hocaoglu, M.N. Çizmeciyen, R. Erdem, C. Ozen, A. Kurt, A. Sennarogluad, H.Y. Acar, *J. Mater. Chem.*, **22**, 14674, (2012).

3. T.S. Kondratenko, O.V. Ovchinnikov, I.G. Grevtseva, M.S. Smirnov, *Technical Physics Letters.*, **42**, 365, (2016).

4. A. Fernandez-Fernandez, R. Manchanda, A. J. McGoron, *Appl. Biochem. Biotechnol.*, **165**, 1628, (2011).

5. Егоров С.Ю., Красновский А.А. *Биофизика*, **28**, 497, (1983).

6. L. Li, J. Liu, X. Yang, Z. Peng, W. Liu, X. Jianguo, J. Tang, X. He and K. Wang, *Chem. Commun.*, **51**, 14357, (2015).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ПО ОДНОМЕРНЫМ СУБВОЛНОВЫМ РЕШЕТКАМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Булгакова В.В.^{1,3}, Герасимов В.В.^{1,2}, Лемзяков А.Г.¹, Голденберг Б.Г.¹, Малкин А.М.⁴

¹Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

⁴Институт прикладной физики Российской Академии наук, Нижний Новгород, Россия

Проведен анализ распространения терагерцовых поверхностных плазмонов по одномерным прямоугольным решеткам и найдены оптимальные параметры решеток для создания плазмонных сенсоров на их основе. Изготовлены образцы решеток и протестированы на терагерцовом излучении Новосибирского лазера на свободных электронах.

Поверхностные плазмоны (ПП) - это комбинация неоднородной ТМ-волны и волны индуцированных свободных зарядов, распространяющиеся вдоль поверхности металл-диэлектрик, и затухающие по нормали к поверхности в обоих направлениях.

Поверхностные плазмоны изучены недостаточно хорошо в терагерцовом (ТГц) диапазоне, к которому относятся длины волн от 30 до 300 мкм, в отличие от ПП видимого и ближнего инфракрасного диапазона [1]. Исследование терагерцовых ПП имеет важное значение как для изучения свойств материалов, так и для применений в передаче и обработке информации, в источниках и приемниках излучения. Особое значение ТГц ПП имеют для биологии и медицины, т.к. ТГц излучение является неионизирующим, и вращательные и колебательные моды межмолекулярных связей многих биологических веществ лежат в данном спектральном диапазоне [2]. Актуальной задачей на сегодняшний день является создание терагерцовых сенсоров на основе поверхностных плазмонов. Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль гофрированной поверхности в англоязычной литературе называют "spoof" плазмонами. Из-за высокой локализации поле spoof-плазмонов эффективно взаимодействует с веществом, позволяя определять малые примеси в веществе.

Были проанализированы характеристики ТГц spoof-плазмонов, распространяющихся вдоль одномерных прямоугольных субволновых решеток на плоской поверхности с диэлектрическим веществом в канавках. Найдены оптимальные параметры решеток (период, ширина и глубина канавок) при длине волны излучения $\lambda = 130$ мкм для зондирования полярных и неполярных растворов. Изготовлены образцы методом ультрафиолетовой и многопучковой электронно-лучевой литографии. Исследована смачиваемость образцов водой и этанолом и измерены коэффициенты пропускания ПП вдоль решеток на ТГц излучении Новосибирского лазера на свободных электронах. Показано, что неглубокие решетки наиболее предпочтительны для создания плазмонных сенсоров.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 14-50-00080), РФФИ (№ 16-32-00678 и 16-02-00890), а также с использованием оборудования Новосибирского ЦСТИ.

1. X. Yin et al., *Terahertz Imaging for Biomedical Applications: Pattern Recognition and Tomographic Reconstruction* / Springer Science+Business Media, LLC, P. 9-26. (2012)

2. Peter H. Siegel, *Terahertz technology in biology and medicine*, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, V. 52, N. 10, P. 2438-2447, (2004).

**ХИРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР ТИПА
"НАНОКРИСТАЛЛ/ОРГАНИЧЕСКАЯ МОЛЕКУЛА"**

Вишератина А.К.*, **Орлова А.О.***, **Purcell-Milton F.****, **Кунделев Е.В.***,
Кузнецова В.А. ****, **Маслов В.Г.***, **Баранов А.В.***, **Гунько Ю.К.** ****,
Федоров А.В.*

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Trinity College Dublin, Dublin, Ireland

Исследованы свойства гибридных наноструктур на основе полупроводниковых квантовых точек и хиральной органической молекулы. Установлено, что в гибридных структурах оптическая активность органической молекулы зависит от расстояния между ядром квантовой точки и молекулой.

В настоящее время большой научный интерес представляет создание и исследование гибридных наноструктур с уникальными характеристиками, возникающими в результате комбинирования свойств полупроводниковых квантовых точек (КТ) и органических молекул [1]. В гибридных наноструктурах КТ используется в качестве донора энергии, который, эффективно поглощает свет в широком спектральном диапазоне и передает энергию фотовозбуждения/заряд органической молекуле, которая определяет функциональные свойства структуры в целом. Благодаря многообразию органических молекул, гибридные наноструктуры типа "КТ/органическая молекула" имеют широкий потенциал применения – от источников света, фотогальванических элементов до лекарственных препаратов нового поколения [2].

Органическая молекула, которая является частью гибридной наноструктуры "КТ/органическая молекула", может быть хиральной. Хиральность – свойство органических молекул не совмещаться в пространстве со своим зеркальным отражением. Хиральные соединения обладают оптической активностью – способностью вращать плоскость поляризации плоскополяризованного света и демонстрировать оптический круговой дихроизм [3].

Теоретически было продемонстрировано, что уменьшение расстояния между поверхностью ахиральной КТ и плоской молекулой, имеющей плоскость симметрии, может приводить к нарушению симметрии молекулы, индуцируя появление оптической активности у молекулы [4]. В работе [5] показано, что КТ могут приобретать оптическую активность в результате гибридизации уровней дырок КТ с уровнями молекул. Можно полагать, что в ряде случаев изменение оптической активности молекулы может сопровождаться трансформацией её пространственной конфигурации, приводя к резкому изменению стереоспецифических взаимодействий молекулы с биологическими объектами (молекулами, белками, клетками и др.). Это является особенно важным в случае, когда гибридная наноструктура формируется для конкретного приложения, так как хиральность молекулы может играть определяющую роль в её биологической активности [6]. Поэтому исследование влияния КТ на хиральные свойства молекулы в случае гибридных наноструктур типа "КТ/органическая молекула" представляет большой научный и практический интерес.

Известно, что в водной среде гибридная структура "КТ/органическая молекула" может быть сформирована за счет электростатического взаимодействия заряженных групп молекул-стабилизаторов поверхности КТ с зараженными группами органической молекулы. В этом случае молекулы-стабилизаторы КТ вступают в качестве "мостиков" между КТ и органической молекулой (Рис. А), поэтому данные гибридные наноструктуры называют "мостиковыми". Поскольку в апротонных или неполярных растворителях (например, диметилсульфоксид и хлороформ) молекулы-стабилизаторы КТ и функциональные группы органической молекулы не обладают зарядом и не препятствуют органической молекуле скоординировать свои функциональные группы на поверхностные ионы металлов КТ, то в этих средах становится вероятным формирование гибридных наноструктур поверхностного типа (Рис. Б).

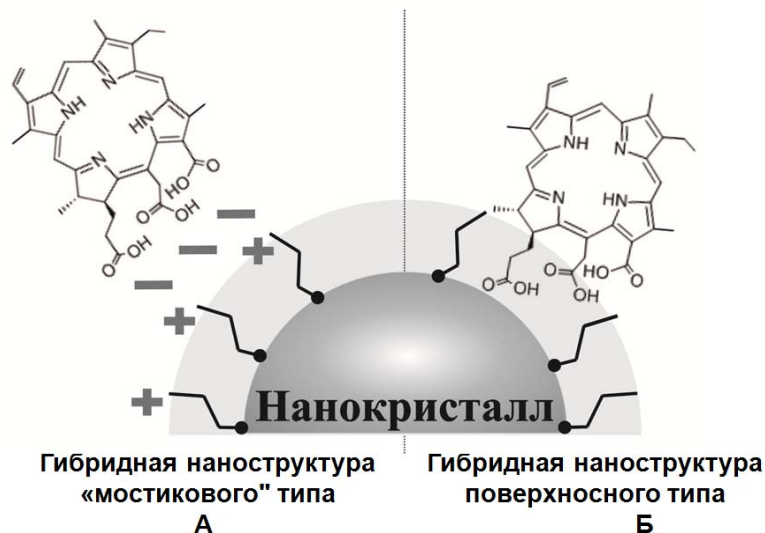


Рисунок. Возможные механизмы формирования гибридной структуры "КТ/органическая молекула"

В работе исследовалось влияние типа образования гибридной наноструктуры "КТ/органическая молекула" на хиральные свойства органической молекулы. Для этого были созданы и исследованы гибридные наноструктуры на основе CdSe/ZnS КТ с хиральной молекулой хлорин еб в различных средах. Установлено, что оптическая активность органической молекулы проявляет ярко выраженную зависимость от расстояния между ядром нанокристалла и молекулой и не зависит от типа гибридных наноструктур, представленных на Рис.

В продолжение работы планируется исследовать влияние толщины оболочки КТ и её химического состава на оптическую активность органической молекулы в составе гибридной наноструктуры "КТ/органическая молекула".

1. M.F. Frasco, N. Chaniotakis, *Sensors*, **9**, №9, 7266-7286, (2009).
2. I.V. Martynenko, V.A. Kuznetsova, A.O. Orlova, P.A. Kanaev, V.G. Maslov, A. Loudon, V.V. Zaharov, P.S. Parfenov, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Nanotechnology*, **26**, №5, 055102, (2015).
3. N. Berova, K. Nakanishi, R. Woody, *Circular Dichroism: Principles and Applications*; Wiley, (2000).
4. A.O. Govorov, Z. Fan, P. Hernandez, J.M. Slocik, R.R. Naik, *Nano Letters*, **10**, №4, 1374-1382, (2010).
5. A. Ben-Moshe, A. Teitelboim, D. Oron, G. Markovich, *Nano letters*, **16**, №12, 7467, (2016).
6. A. Srivatsan, P. Pera, P. Joshi, Y. Wang, J.R. Missert, E.C. Tracy, W.A. Tabaczynski, R. Yaoc, M. Sajjad, H. Baumann, R.K. Pandey, *Bioorganic & medicinal chemistry*, **23**, №13, 3603-3617, (2015).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ХИРАЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПУЧКОВ ЛАГЕРРА – ГАУССА

Вовк И.А., Баймуратов А.С., Баранов А.В., Федоров А.В., Рухленко И.Д.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе вычислены оптомеханические силы, действующие на хиральные наночастицы в электромагнитном поле переносящих орбитальный момент пучков Лагерра – Гаусса. Результаты работы могут быть использованы для разработки оптических методов разделения энантиомеров хиральных наночастиц с помощью световых пучков.

Хиральные неорганические наночастицы, отличающиеся от своего изображения в плоском зеркале, привлекают сегодня большое внимание исследователей во всем мире. Перспективность исследований таких наночастиц обусловлена большим потенциалом их использования в различных научных и промышленных областях. К наиболее перспективным приложениям хиральных наночастиц относятся разделение энантиомеров хиральных биомолекул (необходимое в связи с их различной биоактивностью [1]), контроль энантиомерной чистоты хиральных лекарственных препаратов [2], характеристика вторичной структуры больших биомолекул [3] и создание новых типов метаматериалов [4, 5]. Одной из важных задач, стоящих перед исследователями, является разделение рацемических смесей хиральных наночастиц, к образованию которых приводит большинство методов изготовления [6].

В ряде недавних теоретических работ была продемонстрирована возможность энантиоселективного перемещения хиральных наночастиц с помощью механических сил, действующих на них со стороны хирального электромагнитного поля [7–9]. Такое перемещение оказывается возможным благодаря явлению *кругового дихроизма*, которое заключается в различном поглощении наночастицами право-циркулярно поляризованного и лево-циркулярно поляризованного света. Расчеты показывают, что оптическая активность хиральных полупроводниковых нанокристаллов может существенно превосходить оптическую активность хиральных молекул [10–13] быть сравнимой с оптической активностью хиральных плазмонных комплексов [14]. Так, коэффициент диссимметрии (g) оптических переходов в нанокристаллах может в 10–100 раз превышать аналогичный коэффициент молекул ($g \sim 10^{-3} - 10^{-4}$). Данный коэффициент может быть увеличен еще на порядок, если наночастицу поместить в узел стоячей волны, образованной двумя распространяющимися навстречу друг другу плоскими волнами круговой поляризации [15]. Однако даже при этом не зависящие от энантиомерной формы наночастиц нехиральные силы светового давления оказываются намного больше энантиоселективных хиральных сил, обусловленных круговым дихроизмом. Условия, при которых нехиральная компонента оптомеханической силы отсутствует и наночастицы могут перемещаться под действием полностью хиральной силы, были найдены в работе [8].

До сих пор предлагаемые методы разделения энантиомеров с помощью света преимущественно основывались на использовании плоских волн. При этом поля более сложных конфигураций, которые также способны индуцировать хиральные силы значительной величины, практически не анализировались. Поскольку энантиомеры хиральных наночастиц проявляют различные свойства только при взаимодействии с другими хиральными объектами, энантиоселективные силы могут быть созданы световыми полями, обладающими внутренней хиральностью. Такие поля в частности порождают световые пучки Лагерра – Гаусса, имеющие топологический заряд и переносящие орбитальный момент импульса [16].

В данной работе [17] исследовано взаимодействие хиральных наночастиц с переносящими ненулевой орбитальный момент электромагнитными пучками Лагерра – Гаусса. В параксиальном приближении были рассчитаны хиральные характеристики (плотность и поток хиральности) и нехиральные характеристики (вектор Пойнтинга, мощность и поток момента импульса) монохроматических пучков Лагерра – Гаусса с линейной, круговой и продольной поляризациями векторного потенциала. Также были вычислены консервативная и неконсервативная компоненты хиральных оптических сил, действующих на хиральную

наночастицу (изотропный хиральный диполь) со стороны монохроматических пучков Лагерра – Гаусса с разными поляризациями векторного потенциала. Результаты данных расчетов, а также сравнение относительных величин хиральных сил, индуцируемых пучками Лагерра – Гаусса с разными поляризациями, позволяют сформулировать основные выводы работы следующим образом.

- (i) Вне зависимости от поляризации пучка Лагерра – Гаусса, его электромагнитное поле обладает хиральностью, которая обусловлена орбитальным моментом пучка и кривизной его волнового фронта.
- (ii) На хиральную наночастицу, помещенную в электромагнитное поле пучка Лагерра – Гаусса, действует энантиоселективная хиральная сила, консервативная часть которой является преимущественно поперечной, а диссипативная часть — преимущественно продольной.
- (iii) Пучки Лагерра – Гаусса с чисто продольным векторным потенциалом могут обладать хиральностью, сравнимой по величине с хиральностью циркулярно поляризованного гауссова пучка той же мощности, и пригодны для пространственного разделения энантиомеров хиральных наночастиц на пространственных масштабах порядка ширины пучка.

1. R.J. Crossley, *Chirality and biological activity of drugs*, (1995).
2. A.O. Govorov, Y.K. Gun'ko, J.M. Slocik, V.A. Gérard, Z. Fan, R.R. Naik, *Journal of Materials Chemistry*, **21**, №42, 16806–16818, (2011).
3. E. Hendry, T. Carpy, J. Johnston, M. Popland, R. Mikhaylovskiy, A. Laphorn, S. Kelly, L. Barron, N. Gadegaard, M. Kadodwala, *Nature Nanotechnology*, **5**, №11, 783–787, (2010).
4. J. Pendry, *Science*, **306**, №5700, 1353–1355, (2004).
5. B. Wang, J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, **11**, №11, 114003, (2009).
6. M.V. Mukhina, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, A.O. Orlova, F. Purcell-Milton, J. Govan, Y.K. Gun'ko, *Nano Letters*, **15**, №5, 2844–2851, (2015).
7. A. Canaguier-Durand, J.A. Hutchison, C. Genet, T.W. Ebbesen, *New Journal of Physics*, **15**, №12, 123037, (2013).
8. I.D. Rukhlenko, N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, S.A. Andronaki, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Scientific Reports*, **6**, 36884, (2016).
9. A. Canaguier-Durand, C. Genet, *Physical Review A*, **90**, №2, 023842, (2014).
10. I.D. Rukhlenko, A.S. Baimuratov, N.V. Tepliakov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Optics Letters*, **41**, №11, 2438–2441, (2016).
11. N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Journal of Applied Physics*, **119**, №19, 194302, (2016).
12. N.V. Tepliakov, A.S. Baimuratov, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Nanophotonics*, **5**, №4, 573–578, (2016).
13. A.S. Baimuratov, I.D. Rukhlenko, Y.K. Gun'ko, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Nano Letters*, **15**, №3, 1710–1715, (2015).
14. A.O. Govorov, Z. Fan, P. Hernandez, J.M. Slocik, R.R. Naik, *Nano Letters*, **10**, №4, 1374–1382, (2010).
15. Y. Tang, A.E. Cohen, *Physical Review Letters*, **104**, №16, 163901, (2010).
16. L. Allen, M.W. Beijersbergen, R. Spreeuw, J. Woerdman, *Physical Review A*, **45**, №11, 8185, (1992).
17. I.A. Vovk, A.S. Baimuratov, W. Zhu, A.G. Shalkovskiy, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, I.D. Rukhlenko, *Scientific Reports*, **7**, 45925, (2017).

ДИФФУЗИЯ ЭНАНТИОМЕРОВ ХИРАЛЬНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛНОСТЬЮ ХИРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИЛЫ

Андронаки С.А., Тепляков Н.В., Баймуратов А.С., Федоров А.В.,
Баранов А.В., Рухленко И.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе было рассмотрено взаимодействие хирального диполя с двумя циркулярно поляризованными волнами разной круговой поляризации. На основе полученных закономерностей было произведено формирование полностью хиральной оптической силы, способной разделить энантиомеры хиральных наночастиц. Для оценки эффективности использования такой силы была решена задача вынужденной диффузии и были оценены величины энантиомерного избытка и соотношения энантиомеров в растворе. Был проведен анализ зависимости концентрации энантиомера от коэффициента поглощения среды и размера кюветы.

Энантиомеры — пара хиральных частиц, являющаяся зеркальным отражением друг друга. Несмотря на одинаковую химическую структуру и одинаковость большинства физических параметров, отличить их все же можно по различной оптической и биологической активности. Это справедливо не только для молекулярных энантиомеров, но и для всех видов хиральных наночастиц, которые в настоящее время производятся в большом разнообразии с использованием новых технологий изготовления [1]. Среди них особенно выделяются нанокристаллы с винтовыми дислокациями и нанокристаллы хиральных форм.

В настоящее время большое внимание приковано к неорганическим хиральным наночастицам, как к инструменту, который не только имеет хорошие перспективы в деле разделения молекулярных энантиомеров [2], но и из-за того, что они по-разному взаимодействуют с биологическими тканями [3].

На хиральные частицы в электромагнитном поле воздействуют ахиральные силы, направление которых не зависит от энантиомерной формы наночастиц, и хиральные силы, направление которых зависит от этой формы [4]. Для эффективного разделения энантиомеров необходимо либо полное уничтожение, либо значительное ослабление ахиральной оптической силы. Максимальная хиральность распространяющегося в произвольном направлении электромагнитного поля достигается тогда, когда поле состоит из плоских волн круговой поляризации. Поэтому, полностью хиральную оптическую силу следует формировать из двух встречных циркулярно поляризованных электромагнитных волн разной частоты (разность частот необходима во избежание интерференции). Такая сила сопровождается хиральным и ахиральным моментами силы и имеет вид [5]

$$\langle \mathbf{F}_\chi^d \rangle = \mp 2(\chi_1'' k_1 I_1 + \chi_2'' k_2 I_2) \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

где χ_i'' — смешанная электрическо-магнитная поляризация наночастицы на частоте ω_i , k_i — волновой вектор каждой из волн, а I_i — интенсивность этих волн. Повышение полученной силы возможно за счет увеличения интенсивности двух волн, либо использованием нескольких пар плоских волн с соблюдением соотношения частот и интенсивностей для каждой пары.

С помощью уравнения вынужденной диффузии были проанализированы особенности такого метода разделения энантиомеров. Было показано, что этот метод способен обеспечить очень высокую чистоту хиральных веществ, превосходящую достижимую с помощью современной хроматографии. Также показано, что поглощение преобразует экспоненциальное распределение наночастиц в стационарном состоянии в насыщенное с расстоянием и ограничивает степень пространственного разделения энантиомеров наночастиц, достижимую с помощью оптических сил.

1. Baimuratov, A. S., Gun'ko, Y. K., Baranov, A. V., Fedorov, A. V. & Rukhlenko, I. D. *Sci. Rep.*, **6**, 23321, (2016).

2. Zheng Y. S. et al. *Chemical Communications*, **9**, 1121-1123, (2009).

3. Martynenko I. V. et al. *Nanotechnology*, **26**, 055102, (2015).

4. Zhang, Jing, et al. *Chirality*, **17.7**, 404-420, (2005).

5. Rukhlenko, I. D., Tepliakov, N. V., Baimuratov, A. S., Andronaki, S. A., Gun'ko, Y. K., Baranov, A. V., Fedorov, A. V. *Scientific Reports*, **6**, (2016).

6. Andronaki, S. A., Zhu, W., Leonov, M. Y., Shalkovskiy, A. G., Baranov, A. V., Fedorov, A. V., Rukhlenko, I. D. *IEEE Photonics Journal*, **9(2)**, 1-6, (2017).

ОПТИКО–ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ МИКРООРГАНИЗМОВ РАЗЛИЧНЫХ НЕФТЕПРОДУКТОВ

Прохорова В.А., Сибирцев В.С., Видякина А.В., Чан Тхань Туан
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Описана комплексная система биотестирования, использующая различные инструментальные оптические и электрохимические методы для мониторинга экологической безопасности как новых, так и уже выпускаемых материалов, продуктов и препаратов; оценки степени токсичности различных выбросов и стоков; а также оценки общей степени экологического неблагополучия различных помещений и территорий. На основании результатов анализа с помощью данной системы токсичности 5-и распространенных нефтепродуктов показано, что предлагаемая методика по сравнению с ранее используемыми методами биотестирования не только позволяет получать значительно более детальную информацию о динамике изменения жизнедеятельной активности тестовых микроорганизмов, но и существенно уменьшает расход питательных сред, временные и трудозатраты исследователя при проведении анализов, а также повышает объективность оценки их результатов.

В связи со всё ускоряющимся развитием технологий, увеличением объемов и разнообразия производимой и потребляемой человечеством продукции, а также увеличением народонаселения в целом и концентрацией его в районах мегаполисов увеличивается всё более и антропогенная нагрузка на окружающую среду, а также усложняется её характер и территориальное распределение. Вследствие этого, всё более актуальной становится проблема разработки достаточно простых, дешевых, экспрессных, достоверных, надежных и доступных для массового применения методов комплексной оценки санитарно–гигиенического состояния и общей степени экологического неблагополучия различных водоемов, территорий и т.п.; оценки общей степени токсичности промышленных и бытовых выбросов и стоков от того или иного источника до и после прохождения ими очистки; мониторинга экологической безопасности уже выпускаемой продукции; а также выявления всех возможных как позитивных, так и негативных свойств новых либо модифицированных материалов, продуктов и препаратов.

Наиболее приемлемым и адекватным из таких методов в настоящее время признано использование тестовых биосистем. Использование в качестве последних многоклеточных организмов позволяет более адекватно моделировать человеческий организм. В то время как биотестирование с помощью микроорганизмов делает проведение таких анализов значительно более простым, доступным, дешевым, экспрессным и объективным в оценке результатов.

Однако принятые в настоящее время в качестве стандартных при биотестировании процедуры оценки общей выживаемости микроорганизмов (закрывающиеся, в большинстве случаев, в визуальной оценке того, насколько ингибируется или активируется по сравнению с контрольной группой рост тестовых микроорганизмов после инкубации их в течение одних или нескольких суток в стерильных условиях при заданной температуре в присутствии тестируемых факторов) дают, как правило, лишь весьма неполную, субъективную и «статичную» информацию о летальных нарушениях жизнедеятельности тестовых организмов.

В связи с этим, перспективным представляется использование для целей микробиологического биотестирования различных инструментальных технологий, среди которых наиболее простыми в исполнении и универсальными, на наш взгляд, являются оптические и электрохимические методы. Исходя из чего, был разработан следующий метод оценки степени экологической безопасности различных помещений и территорий, источников загрязнения окружающей среды, новой либо уже выпускаемой продукции и т.п.

Сначала, на территории, интересующей нас в плане её возможного экологического неблагополучия, или возле возможного источника загрязнения окружающей среды, отбираются пробы воздуха, воды, почвы, снимаются смывы или мазки со стен помещений и т.п. Либо

отбирается определенное количество отходов и стоков или материалов, продуктов и препаратов, интересующих нас в плане экологической безопасности оных. Затем, отобранные пробы доставляются в лабораторию и делятся на несколько равных частей, каждая из которых добавляется к заданному объему жидкой ПС, содержащей исходно одинаковое количество питательных веществ и жизнеспособных тестовых микроорганизмов.

Далее, все образцы инкубируются в течение заданного времени при температуре, оптимальной для развития используемых тестовых микроорганизмов. При этом в каждом из инкубируемых образцов с интервалом от 15 до 30 минут регистрируются как интегральное ($\Delta Y^* = Y - Y_0$), так и дифференциальное ($\Delta Y / \Delta \tau = (Y_i - Y_{i-1}) / (\tau_i - \tau_{i-1})$) изменения одного или нескольких из таких параметров ПС, как интенсивность релеевского светорассеяния, характер спектров поглощения, молекулярной люминесценции, рамановского светорассеяния, линейного и кругового дихроизма, угол вращения поляризованного света, коэффициент рефракции, электропроводность, редокс потенциал, рН и т.п. После чего, все полученные значения по параллельным образцам усредняются. Для каждого из усредненных значений рассчитывается доверительный интервал. На основании сравнения этих значений со значениями аналогичных параметров, полученными для контрольных образцов, а также сопоставления значений различных параметров между собой делается вывод об общем характере воздействия анализируемых проб на используемую в качестве тестовой биосистему. И на основании последнего делается вывод о степени экологической безопасности интересующих нас территории, помещения, источника возможного загрязнения окружающей среды либо нового или уже выпускаемого материала, продукта или препарата.

В качестве примера подобного анализа в настоящей работе приводятся методика и результаты оценки токсичности следующих пяти нефтепродуктов (являющихся в настоящее время, наряду с сырой нефтью, одними из наиболее значимых источников загрязнения окружающей среды): дизельное топливо (ДТ); уайт-спирит (УС, представляющий собой легкий сорт керосина, получаемый прямой дистилляцией нефти и содержащий смесь различных жидких алифатических и ароматических углеводородов, причем последних не более 16% по массе); толуол (Тл, ароматический углеводород, применяемый, в основном, как растворитель для различных полимеров); ОП-10 (ОП, смесь ароматических углеводородов, см. Рис. 1, применяемая в настоящее время в качестве смачивающей и эмульгирующей неионогенной поверхностно-активной добавки в нефтедобывающей, нефтеперерабатывающей, химической, текстильной, горно-рудной, сельскохозяйственной и других отраслях промышленности, а также в качестве активного вещества при производстве различных технических и бытовых моющих средств) и н-гексан (Гн, насыщенный, ациклический углеводород, используемый как растворитель при экстракции растительных масел и т.п.).

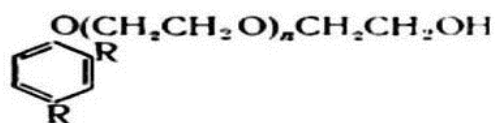


Рис. 1. Структурная формула ОП-10. Здесь $n = 10-12$, а R – алкильные остатки, содержащие от 8-и до 12-и атомов углерода

Всего было проведено 3-и серии измерений. В каждой серии исследовалась кинетика роста тестовых микроорганизмов в 21-й пробирке. При этом, сначала в каждую из этих пробирок добавлялось по 9 мл ПС (в качестве которой использовался стерилизуемый автоклавированием в течение 20 мин при 121°C водный раствор с рН $7,2 \pm 0,2$, содержащий 5 г/л глюкозы, 18 г/л панкреатического гидролизата рыбной муки и 2 г/л NaCl) и 1 мл бактериальной закваски (той же ПС, содержащей в 1 мл 10^7 жизнеспособных тестовых микроорганизмов).

Затем все пробирки инкубировались при температуре $40 \pm 0,1^\circ\text{C}$ (оптимальной для роста и развития штамма *Lactobacillus bulgaricus* 298, выбранного в настоящей работе в качестве тестовой биосистемы) в течение 12-и часов (чтобы тестовые микроорганизмы во всех пробирках достигли экспоненциальной фазы своего развития, в которой оные микроорганизмы наиболее чувствительны к внешним воздействиям, а также характеризуются наибольшими темпами роста и метаболической активности).

Далее, в каждую из пробирок (по 3-и в параллель), не вынимая оные из термостата, добавлялось по 0,02 мл 100% либо 1% ДТ, УС, толуола, ОП-10 либо н-гексана, а пробирки № 1–3 использовались в качестве контроля. После чего в течение следующих 5-и часов в каждой из пробирок, инкубируемых при той же температуре, что и ранее, последовательно, с интервалом 30 минут регистрировались интенсивность релеевского светорассеяния (I_{OD} , нефелометрическим методом, с помощью флуориметра «СМ-2203» на длине волны 520 нм), редокс потенциал (E , с помощью иономера «Эксперт-001» с электродом «ЭРП-105») и удельная, линейная, низкочастотная электропроводность (X , с помощью кондуктометра «Эксперт-002»).

Далее, все полученные значения усреднялись (сначала по 3-м параллельным образцам внутри каждой серии измерений, а затем между сериями). И для каждого из усредненных значений рассчитывался 95% доверительный интервал. Но поскольку величина этого интервала для любого из полученных значений не превышала 6%, на Рис. 2 эти интервалы не указаны.

Полученные данные приведены на Рис. 2 и в Табл.1. При этом изменение I_{OD} характеризовало рост и размножение тестовых микроорганизмов (поскольку на интенсивность релеевского светорассеяния влияет, в первую очередь, количество и размер микробных клеток, присутствующих в анализируемом образце). А изменение E и X характеризовало активность метаболизма тестовых микроорганизмов (поскольку на значение редокс потенциала и электропроводности жидкого образца влияет, в первую очередь, то, какие ионы и в каких количествах присутствуют в анализируемом образце).

Из представленных данных можно сделать следующие выводы. Среди исследованных нефтепродуктов, присутствующих в инкубационной среде в достаточно большой концентрации (2×10^{-3} об.%), в наибольшей степени жизнедеятельность тестовых микроорганизмов ингибировал ОП-10, содержащий помимо ароматического цикла, также активные спиртовые и эфирные группы ($\varepsilon_{\Sigma} = -40 \pm 5\%$). Далее в порядке уменьшения степени ингибирования тестовых микроорганизмов следовали: толуол (Тл, основной составляющей молекулы которого также являлось бензольное кольцо, соединенное однако, в отличие от ОП-10, с мало активной метильной группой, $\varepsilon_{\Sigma} = -24 \pm 6\%$), ДТ (содержащее достаточно большое количество веществ, вредных для жизнедеятельности большинства организмов, $\varepsilon_{\Sigma} = -15 \pm 8\%$) и УС (в котором содержание различных ароматических углеводородов составляло не более 16%, а остальные 84% приходились на долю насыщенных ациклических и алициклических углеводородов, $\varepsilon_{\Sigma} = -10 \pm 8\%$). В то же время, н-гексан (Гн), являющийся представителем насыщенных ациклических углеводородов, в той же концентрации (2×10^{-3} об.%), что и ранее рассмотренные нефтепродукты, в небольшой степени даже активировал жизнедеятельность тестовых микроорганизмов ($\varepsilon_{\Sigma} = +6 \pm 1\%$).

При этом, как видно из зависимостей $\Delta I_{OD}/\Delta t$ от τ (где τ – время от начала инкубации тестовых микроорганизмов в ПС с различными нефтепродуктами) (см. Рис. 2.а), даже в случае достаточно больших концентраций тестируемых нефтепродуктов (2×10^{-3} об.%) в начальный период инкубации в присутствии практически любого из них имела место некоторая активация роста тестовых микроорганизмов. И лишь затем в той или иной степени начиналось ингибирование их жизнедеятельности. Хотя в случае ещё больших концентраций тестируемых нефтепродуктов ингибирование жизнедеятельности микроорганизмов в присутствии оных продуктов будет иметь место, конечно, с самого начала инкубации.

Аналогично, активация жизнедеятельности тестовых микроорганизмов наблюдалась и в случае присутствия любого из исследуемых нефтепродуктов в инкубационной среде в достаточно малой концентрации (2×10^{-5} об.%). Причем, активация эта была не краткосрочной (как в предыдущем случае), а пролонгированной. И в наибольшей мере наблюдалась для н-гексана ($\varepsilon_{\Sigma} = +39 \pm 3\%$), после которого в порядке убывания степени активации жизнедеятельности тестовых микроорганизмов следовали ОП-10 ($\varepsilon_{\Sigma} = +34 \pm 2\%$), толуол ($\varepsilon_{\Sigma} = +29 \pm 2\%$), УС ($\varepsilon_{\Sigma} = +15 \pm 2\%$) и ДТ ($\varepsilon_{\Sigma} = +9 \pm 2\%$) (см. табл.1). Таким образом можно заключить, что, в целом, тестовые микроорганизмы способны были питаться даже весьма химически активными ароматическими углеводородами (такими например, как ОП-10), соответственно дезактивируя и разрушая оные. Хотя это для данных микроорганизмов было труднее, чем использовать в качестве источника углерода для своей жизнедеятельности ациклические

углеводороды (такие например, как н-гексан), не говоря уже о глюкозе, глицерине, растительных и животных маслах и т.п. Причем менее химически активный толуол *L.bulg.* оказалось даже труднее разлагать, чем ОП-10. А приспособиться к существованию в присутствии таких сложных смесей различных углеводородов, как УС и ДТ для *L.bulg.* оказалось ещё сложнее. Причем ДТ оказалось для *L.bulg.* более сложным источником питательных веществ, чем УС.

Кроме того, из Рис. 2.в–е можно видеть, что в присутствии всех исследуемых нефтепродуктов в диапазоне концентраций от 2×10^{-5} до 2×10^{-3} об.% в начальный период инкубации ($\tau < 1,5$ ч) $\Delta E/\Delta\tau$ и $\Delta X/\Delta\tau$ в результате жизнедеятельности тестовых микроорганизмов с течением времени изменялись немонотонно – что, вероятно, отражало на биохимическом уровне процессы приспособления тестовых микроорганизмов к присутствию тестируемых веществ в начальный период инкубации оных микроорганизмов.

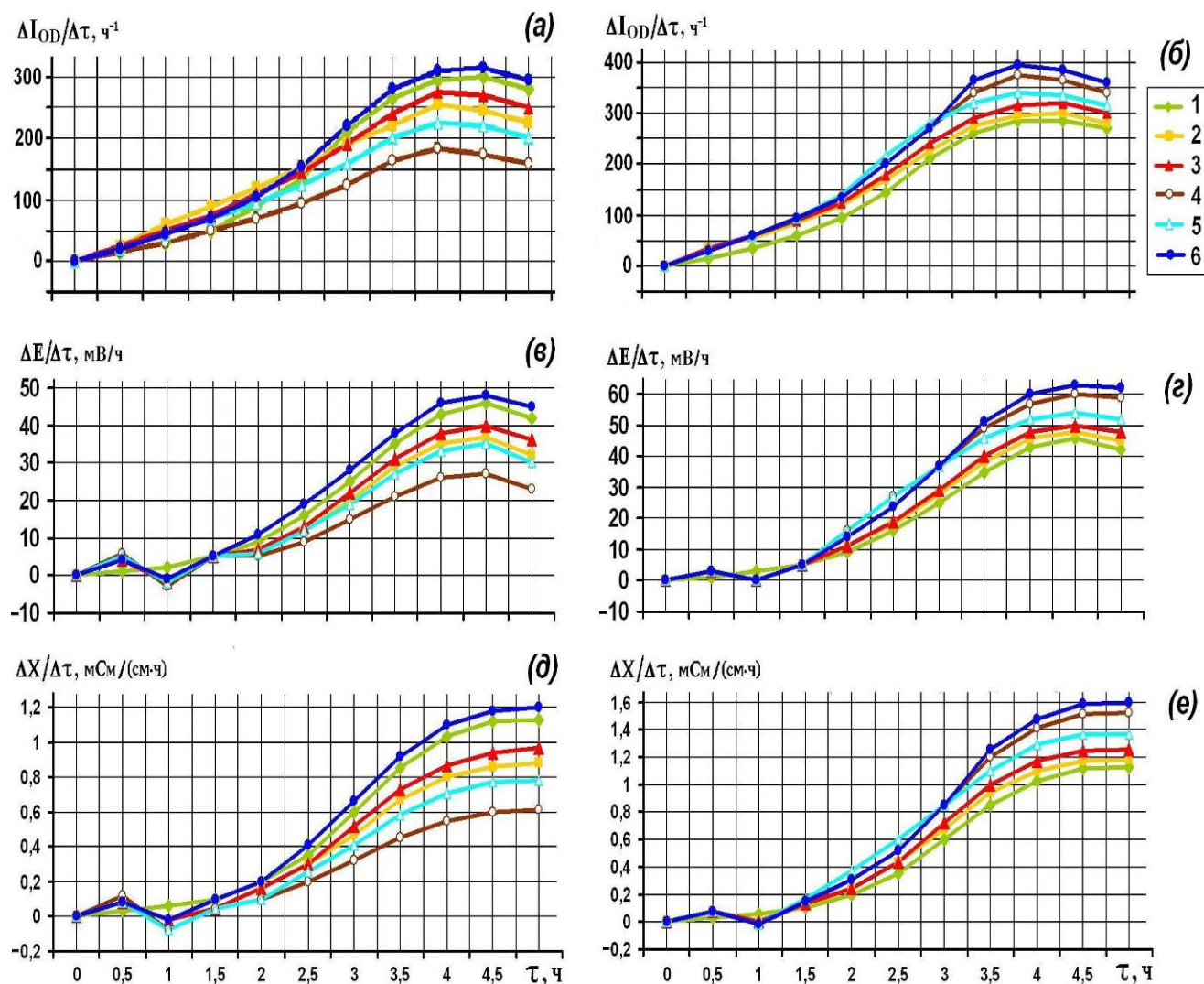


Рис. 2. Усредненные дифференциальные зависимости изменения интенсивности релейского светорассеяния (I_{OD} , о.е.), редокс потенциала (E , мВ) и удельной, линейной, низкочастотной электропроводности (X , мСм/см) от времени инкубации (τ) при 40°C *Lactobacillus bulgaricus* 298 в присутствии различных количеств нефтепродуктов. При этом соответствующими линиями, соединяющими экспериментальные точки, показаны значения, полученные для *L.bulg.* в отсутствие нефтепродуктов (контроль, 1), а также в присутствии 2×10^{-3} (Рис. а, в, д) и 2×10^{-5} (Рис. б, г, е) об.% дизельного топлива (2), уайт спирита (3), ОП-10 (4), толуола (5) и н-гексана (6)

Таблица 1. Степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов в присутствии различных продуктов нефтепереработки

	ДТ _{р3}	УС _{р3}	ОП _{р3}	Тл _{р3}	ГН _{р3}	ДТ _{р5}	УС _{р5}	ОП _{р5}	Тл _{р5}	ГН _{р5}
$\varepsilon_{Iod}, \%$	-9,1 ±0,3	-3,2 ±0,1	-36±1	-19 ±0,6	+5,3 ±0,2	+10 ±0,4	+17 ±0,5	+32±1	+28±1	+37±1
$\varepsilon_E, \%$	-19 ±0,6	-15 ±0,4	-41±1	-25 ±0,7	+7,1 ±0,3	+7,2 ±0,3	+12 ±0,4	+35±1	+29±1	+41±1
$\varepsilon_X, \%$	-24 ±0,7	-17 ±0,4	-47±1	-32 ±0,8	+6,2 ±0,2	+8,1 ±0,4	+15 ±0,5	+35±1	+31±1	+42±1
$\varepsilon_{\Sigma}, \%$	-15±8	-10±8	-40±5	-24±6	+6,0±1	+9,0±2	+15±2	+34±2	+29±2	+39±3

Примечания. Индексами «р3» и «р5» обозначены концентрации соответствующих нефтепродуктов, равные 2×10^{-3} и 2×10^{-5} об.%. $\varepsilon_Y = 100 \times (\Delta Y_{И} - \Delta Y_{К}) / \Delta Y_{К}$ – степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов, рассчитываемая по изменению соответствующего параметра ($\Delta Y = Y_5 - Y_0 = \Delta I_{OD}, \Delta E$ или ΔX) относительно исходного (Y_0) через 5 часов после инкубирования тестовых микроорганизмов в питательной среде в присутствии соответствующих нефтепродуктов (ДТ, УС, ОП, Тл или ГН), взятых в соответствующих концентрациях. $\varepsilon_{\Sigma} = (\varepsilon_{Iod} + 0,5\varepsilon_E + 0,5\varepsilon_X) / 2$ – среднепараметрическая степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов в присутствии соответствующего нефтепродукта, взятого в соответствующей концентрации.

ОПТИКО–ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ НА ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТЬ МИКРООРГАНИЗМОВ

Маслова А.Ю., Сибирцев В.С., Андреевко Н.А., Башарова К.С., Хайдаров А.Х.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Описана методика биотестирования, заключающаяся в оценке изменения интенсивности релеевского светорассеяния, а также удельной, линейной, низкочастотной электропроводности образцов, содержащих исходно одинаковое количество жизнеспособных тестовых микроорганизмов, инкубируемых в течение заданного времени при заданной температуре в жидкой питательной среде заданного состава. Представлены результаты применения этой методики к анализу влияния ионов различных металлов на динамику роста и метаболической активности *Escherichia coli*. Показано, что по степени убывания ингибирующей активности в отношении тестовых микроорганизмов наиболее устойчивые ионные формы наиболее распространенных металлов 4-го периода Таблицы Менделеева можно построить в следующий ряд: $\text{Cu}^{2+} > \text{Ni}^{2+} > \text{Mn}^{2+} \approx \text{Cr}^{3+} > \text{Co}^{2+} \approx \text{Fe}^{3+} > \text{Zn}^{2+}$.

Состояние окружающей природной среды является одним из важнейших факторов, определяющих жизнедеятельность человека и общества. Высокие концентрации многих химических элементов и соединений, обусловленные техногенными процессами, обнаружены в настоящее время во всех природных средах: атмосфере, воде, почве. Преходные металлы 4-го периода Таблицы Менделеева (такие как Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn) относятся к наиболее распространенным поллютантам водной и почвенной среды. Причем, свое токсическое действие эти металлы проявляют, как правило, только в виде ионов. В связи с этим, интересным представлялось оценить воздействие наиболее устойчивых (и вследствие того, распространенных) ионных форм вышеупомянутых металлов на жизнедеятельную активность микроорганизмов. При этом, именно микроорганизмы были взяты для исследования, во-первых, потому что они, в определенной степени, могут служить моделью любого живого организма (включая человеческий). Во-вторых, потому что микроорганизмы преобладают в количественном отношении и являются первичной основой большинства экологических систем. И в-третьих, потому что знание основных условий взаимодействия между средой и микроорганизмами позволяет разработать эффективные мероприятия, как по борьбе этими микроорганизмами (в случае возникновения такой необходимости), так и по использованию оных в различных биотехнологических процессах.

Однако принятые в настоящее время в качестве стандартных при биотестировании процедуры оценки общей выживаемости микроорганизмов (заключающиеся, в большинстве случаев, в визуальной оценке того, насколько ингибируется или активируется, по сравнению с контролем, рост тестовых микроорганизмов в питательной среде после инкубации их в течение одних или нескольких суток в стерильных условиях при заданной температуре в присутствии тестируемых факторов) требуют для своего проведения достаточно значительных затрат материалов, времени и труда квалифицированного персонала, позволяя получать в результате лишь довольно субъективную и «статичную» информацию о летальных нарушениях жизнедеятельности тестовых организмов. В связи с этим, перспективным представляется использование для данных целей различных инструментальных технологий, среди которых наиболее простыми в исполнении и универсальными, на наш взгляд, являются оптические и электрохимические методы.

Всего было проведено 3-и серии измерений. В каждой серии исследовалась кинетика роста тестовых микроорганизмов в 21-й пробирке. При этом, сначала в каждую из этих пробирок добавлялось по 9 мл ПС (в качестве которой использовался стерилизуемый автоклавированием в течение 20 мин при 121°C водный раствор с рН 7,2±0,2, содержащий 5 г/л глюкозы, 18 г/л панкреатического гидролизата рыбной муки и 2 г/л NaCl) и 1 мл бактериальной закваски (той же ПС, содержащей в 1 мл 10⁷ жизнеспособных тестовых микроорганизмов).

Затем все пробирки инкубировались при температуре 37±0,1°C (оптимальной для роста и развития штамма *Escherichia coli* K 12, выбранного в настоящей работе в качестве тестовой

биосистемы) в течение 12-и часов (чтобы тестовые микроорганизмы во всех пробирках достигли экспоненциальной фазы своего развития, в которой оные микроорганизмы наиболее чувствительны к внешним воздействиям, а также характеризуются наибольшими темпами роста и метаболической активности).

Далее, содержимое каждой из этих пробирок (кроме № 1–3, используемых в качестве контроля) переливалось в аналогичную стерильную пробирку, куда заранее добавлялось (по три пробирки в параллель) от 0,1 до 0,02 мл водного раствора, содержащего интересующий нас катион металла в концентрации от 1 до 0,1 моль/л (М) в сочетании с противоионом Cl^- , NO_3^- либо SO_4^{2-} (которые, как известно, влияют на жизнедеятельную активность микроорганизмов гораздо менее значительно, чем ионы металлов).

После чего тестируемые образцы инкубировались при $37 \pm 0,1^\circ\text{C}$ в течение ещё 5-и часов. При этом в каждой из инкубируемых пробирок последовательно, с интервалом 30 минут регистрировались интенсивность релеевского светорассеяния (I_{OD} , нефелометрическим методом, с помощью флуориметра «СМ-2203» на длине волны 520 нм) и удельная, линейная, низкочастотная электропроводность (X , с помощью кондуктометра «Эксперт-002»).

Далее, все полученные значения усреднялись (сначала по 3-м параллельным образцам внутри каждой серии измерений, а затем между сериями). И для каждого из усредненных значений рассчитывался 95% доверительный интервал. Но поскольку величина этого интервала для любого из полученных значений не превышала 6%, на Рис. эти интервалы не указаны.

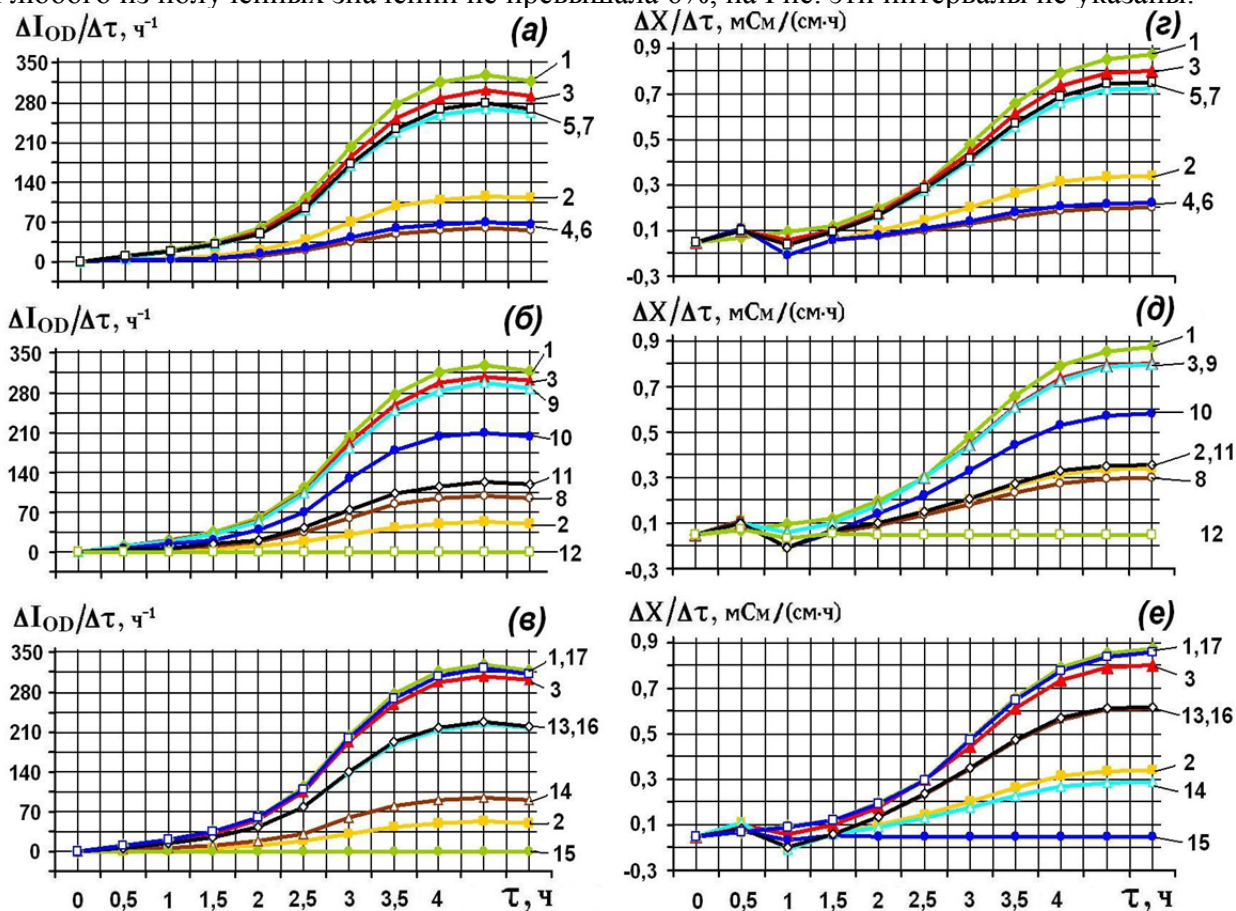


Рисунок. Усредненные дифференциальные зависимости изменения интенсивности релеевского светорассеяния (I_{OD} , о.е.) и удельной, линейной, низкочастотной электропроводности (X , мСм/см) от времени инкубации (τ) при 37°C *Escherichia coli* K 12 в присутствии различных количеств ионов различных металлов. При этом соответствующими линиями, соединяющими экспериментальные точки, показаны значения, полученные для контрольных образцов (1), а также для *E.coli* в присутствии 0.03M Fe^{3+} (2), 0.01M Fe^{3+} (3), 0.03M Mn^{2+} (4), 0.01M Mn^{2+} (5), 0.03M Cr^{3+} (6), 0.01M Cr^{3+} (7), 0.03M Co^{2+} (8), 0.01M Co^{2+} (9), 0.005M Ni^{2+} (10), 0.001M Ni^{2+} (11), 0.0005M Ni^{2+} (12), 0.001M Cu^{2+} (13), 0.0005M Cu^{2+} (14), 0.0002M Cu^{2+} (15), 0.03M Zn^{2+} (16), 0.01M Zn^{2+} (17)

Полученные данные приведены на Рис. и в Табл.. При этом изменение I_{OD} в большей мере, характеризовало, интенсивность роста и размножения тестовых микроорганизмов, а изменение X – активность их метаболизма. Из представленных данных можно сделать следующие выводы.

Ионы Cu^{2+} полностью ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов вплоть до концентрации 10^{-3} М. При меньших концентрациях ионов Cu^{2+} (C_{Cu}) их ингибирующее действие на жизнедеятельность тестовых микроорганизмов достаточно резко снижалось. Так при C_{Cu} равной 5×10^{-4} и 2×10^{-4} М жизнедеятельность *E.coli* ингибировалась уже лишь на 70 и 32 % соответственно.

Ионы Ni^{2+} полностью ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов вплоть до концентрации 5×10^{-3} М. При меньших концентрациях ионов Ni^{2+} (C_{Ni}) их ингибирующее действие на жизнедеятельность тестовых микроорганизмов снижалось более плавно, чем в случае Cu^{2+} . Так при C_{Ni} равной 1×10^{-3} и 5×10^{-4} М жизнедеятельность *E.coli* ингибировалась на 62 и 38 % соответственно.

Ионы Fe^{3+} в концентрации 0,03 М ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов на 64% (то есть почти в 3 раза), а в концентрации 0,01 М – всего лишь на 8%. Сходной с Fe^{3+} была и биологическая активность ионов Co^{2+} , которые в концентрациях 0,03 и 0,01 М ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов на 69 и 9 % соответственно.

Ионы Mn^{2+} и Cr^{3+} ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов в несколько большей степени, чем Fe^{3+} и Co^{2+} , но в существенно меньшей степени, чем Cu^{2+} и Ni^{2+} . Так ионы Cr^{3+} в концентрациях 0,03 и 0,01 М ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов на 80 и 16 % соответственно. А ионы Mn^{2+} в концентрациях 0,03 и 0,01 М ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов на 83 и 17 % соответственно.

И наконец, в наименьшей степени из исследованных катионов ингибировали жизнедеятельность тестовых микроорганизмов ионы Zn^{2+} (на 32 и 2 % в концентрациях 0,03 и 0,01 М соответственно).

Таблица. Степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов в присутствии различных количеств ионов различных металлов

	0.03M Fe^{3+}	0.01M Fe^{3+}	0.03M Mn^{2+}	0.01M Mn^{2+}	0.03M Cr^{3+}	0.01M Cr^{3+}	0.03M Co^{2+}	0.01M Co^{2+}
$\varepsilon_{Iod}, \%$	-61±2	-9±0,2	-84±2	-16±0,6	-83±2	-17±0,4	-67±2	-10±0,3
$\varepsilon_X, \%$	-65±2	-8±0,2	-82±2	-18±0,4	-79±2	-15±0,4	-70±2	-9±0,2
$\varepsilon_{\Sigma}, \%$	-64±2	-8±0,6	-83±1	-17±1	-80±2	-16±1	-69±2	-9±1
	0.03M Zn^{2+}	0.01M Zn^{2+}	0.005M Ni^{2+}	0.001M Ni^{2+}	0.0005 M Ni^{2+}	0.001M Cu^{2+}	0.0005 M Cu^{2+}	0.0002 M Cu^{2+}
$\varepsilon_{Iod}, \%$	-31±1	-3±0,1	-100±1	-59±2	-40±1	-100±1	-68±2	-29±1
$\varepsilon_X, \%$	-33±0,8	-2±0,1	-99±1	-64±2	-37±1	-99±1	-71±2	-34±1
$\varepsilon_{\Sigma}, \%$	-32±1	-2±0,5	-99±1	-62±3	-38±2	-99±1	-70±2	-32±3

Примечания. $\varepsilon_Y = 100 \times (\Delta Y_{И} - \Delta Y_{К}) / \Delta Y_{К}$ – степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов, рассчитываемая по изменению соответствующего параметра ($\Delta Y = Y_5 - Y_0 = \Delta I_{OD}$ или ΔX) относительно исходного (Y_0) через 5 часов после инкубирования тестовых микроорганизмов в питательной среде в присутствии соответствующих ионов металлов, взятых в соответствующих концентрациях. $\varepsilon_{\Sigma} = (\varepsilon_{Iod} + \varepsilon_X) / 2$ – среднепараметрическая степень активирования или ингибирования (+/-) жизнедеятельности тестовых микроорганизмов в присутствии соответствующего количества соответствующего иона металла.

Таким образом по степени убывания ингибирующей активности в отношении тестовых микроорганизмов наиболее устойчивые ионные формы наиболее распространенных металлов 4-го периода Таблицы Менделеева можно выстроить в следующий ряд: $Cu^{2+} > Ni^{2+} > Mn^{2+} > Cr^{3+} > Co^{2+} > Fe^{3+} > Zn^{2+}$.

Кроме того, как видно из Рис., в присутствии ионов металлов в концентрации меньшей LD_{100} (минимальная доза токсиканта, обеспечивающая 100% гибель тестовых организмов) в начальный период инкубации ($\tau < 1,5$ ч) $\Delta X/\Delta\tau$ в результате жизнедеятельности тестовых микроорганизмов с течением времени изменялись немонотонно – что отражало, вероятно, на биохимическом уровне процессы приспособления тестовых микроорганизмов к присутствию тестируемых веществ в начальный период инкубации оных микроорганизмов.

Также из Рис. видно, что максимум скорости роста и размножения тестовых микроорганизмов (характеризуемой значениями $\Delta I_{OD}/\Delta\tau$) во всех случаях достигался раньше, чем максимум скорости изменения активности метаболизма оных микроорганизмов (характеризуемой значениями $\Delta X/\Delta\tau$).

ФЛУОРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ БЕЛКОВ В ВОДНЫХ СИСТЕМАХ

Видякина А.В., Сибирцев В.С., Прохорова В.А., Чан Тхань Туан

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Белки являются одними из важнейших биоорганических соединений. И связано это, в первую очередь, с ферментативными функциями, которые белки осуществляют в метаболических процессах, протекающих в любых живых организмах.

А осуществление этих функций, в свою очередь, теснейшим образом связано с пространственной структурой белковых молекул, малейшие изменения которой в ходе функционирования живого организма существенно влияют на биологическую активность энзимов и соответствующим образом отражаются на жизнедеятельной активности организмов, в состав которых они входят.

В связи с этим весьма актуальной проблемой является изучение динамики изменения пространственной структуры белковых молекул в состоянии, достаточно близком к тому, в котором эти молекулы находятся в живых организмах.

Однако, основные, используемые в настоящее время методы исследования пространственного строения высокомолекулярных соединений (такие как рентгено-структурный анализ, электронная микроскопия, ЯМР, ИК спектроскопия и т.п.) позволяют изучать структуру белков только в статическом, кристаллическом, высококонцентрированном, неактивном состоянии.

Кроме того, эти методы требуют длительных, сложных и плохо поддающихся стандартизации процедур пробоподготовки, дополнительно изменяющих нативную пространственную структуру белков, в которой они проявляют свою ферментативную и иную биологическую активность, находясь непосредственно в составе живых организмов.

Методы спектроскопии комбинационного рассеяния или оптического дихроизма (линейного либо кругового) позволяют анализировать непосредственно водные растворы белков, но тоже требуют их высокой концентрированности (при которой, как будет показано ниже, белковые молекулы также имеют пространственную структуру, существенно отличающуюся от нативной).

И наконец, все эти методы, также как и метод времязрешенной флуоресценции (в ходе которого исследуются изменения времени затухания флуоресценции белковых молекул в разных их состояниях, включая низкоконцентрированные водные растворы), требуют для своего осуществления оборудования весьма дорогого и, как правило, достаточно уникального и сложного по своим техническим характеристикам, исполнению и особенностям эксплуатации.

Так что результаты, получаемые любым из вышеперечисленных методов для одних и тех же исследуемых белковых систем с помощью разных приборов, разными исследователями либо с применением различных способов пробоподготовки, как правило, существенно различаются.

Нами же для изучения низкоконцентрированных водных белковых растворов (в которых белки находятся в состоянии, близком к нативному) был применен уже достаточно стандартизированный и отлаженный к настоящему времени метод синхронной регистрации обычных спектров собственной молекулярной флуоресценции таковых растворов.

В результате чего, как видно из Рис. 1–3, даже используя такое достаточно дешевое, доступное, стандартизированное по своим характеристикам, простое и надежное в эксплуатации оборудование, как спектрофлуориметр «СМ 2203» (Беларусь), нам удалось зафиксировать значимые отличия не только в интенсивности, но и в положении пиков флуоресценции водных растворов с разной концентрацией в них белковой составляющей.

А последнее, вероятно, было обусловлено именно различиями в пространственной структуре белковых молекул в этих растворах, определяемыми, в свою очередь, разной степенью водородного, электростатического и ван-дер-ваальсового взаимодействия этих высокомолекулярных соединений с окружающими их молекулами воды.

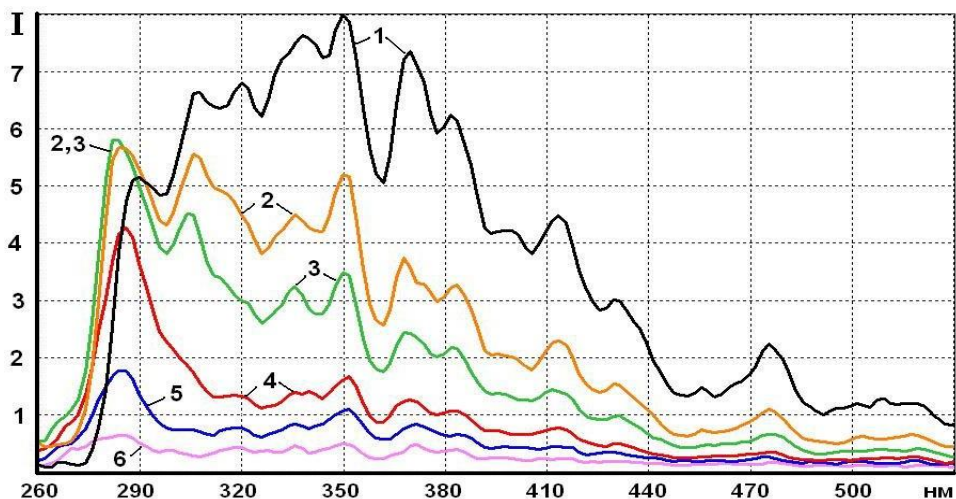


Рис. 1. Синхронные спектры фотофлуоресцентного возбуждения, регистрировавшиеся для водных растворов казеина с разными концентрациями при 10 нм сдвиге длин волн эмиссии относительно возбуждения, 3 нм ширине щелей монохроматоров и высоком усилении ФЭУ спектрофлуориметра «СМ 2203». Линиям 1–6 здесь соответствуют концентрации казеина: 25, 10, 5, 1.3, 0.3 и 0.08 г/л. По оси ординат отложена интенсивность флуоресценции (I) исследуемых растворов. По оси абсцисс – длина волны

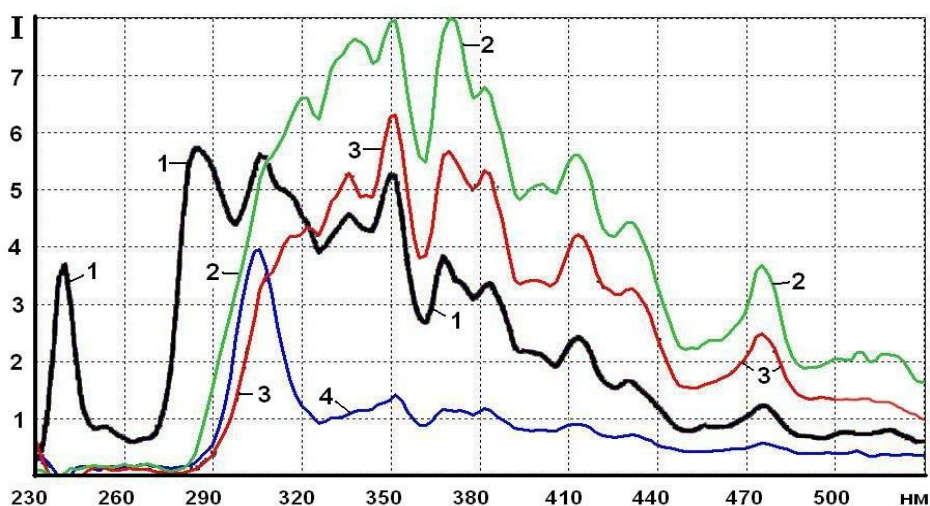


Рис. 2. Синхронные спектры фотофлуоресцентного возбуждения, регистрировавшиеся для водных растворов казеина с концентрацией 10 г/л при 10 нм сдвиге длин волн эмиссии относительно возбуждения. Линиям 1–4 здесь соответствует время выдержки раствора при +4°C и рН 3,0 (для ингибирования развития в исследуемом растворе посторонней микрофлоры, после чего, непосредственно перед измерением его фотофлуоресценции исследуемый раствор снова нагревался до +20°C): 0, 2, 8 и 20 суток. По оси ординат отложена интенсивность флуоресценции (I) исследуемых растворов. По оси абсцисс – длина волны

При этом из представленного видно, что наибольшую структурированность (исходя из которой можно точнее судить о динамике изменения пространственной структуры белковых молекул в растворах) демонстрировали синхронные спектры фотофлуоресценции водных растворов казеина, регистрировавшиеся при 10 нм сдвиге длин волн эмиссии относительно возбуждения. Причем существенное изменение относительной интенсивности флуоресценции при разных длинах волн наблюдалось на этих спектрах не только при различных концентрациях исследуемых растворов, но и в зависимости от длительности нахождения белка в растворенном состоянии. Последнее показывает, что с помощью данных спектров можно

изучать не только термодинамические, но и кинетические аспекты взаимодействия белковых молекул в растворенном состоянии с окружающими их молекулами воды.

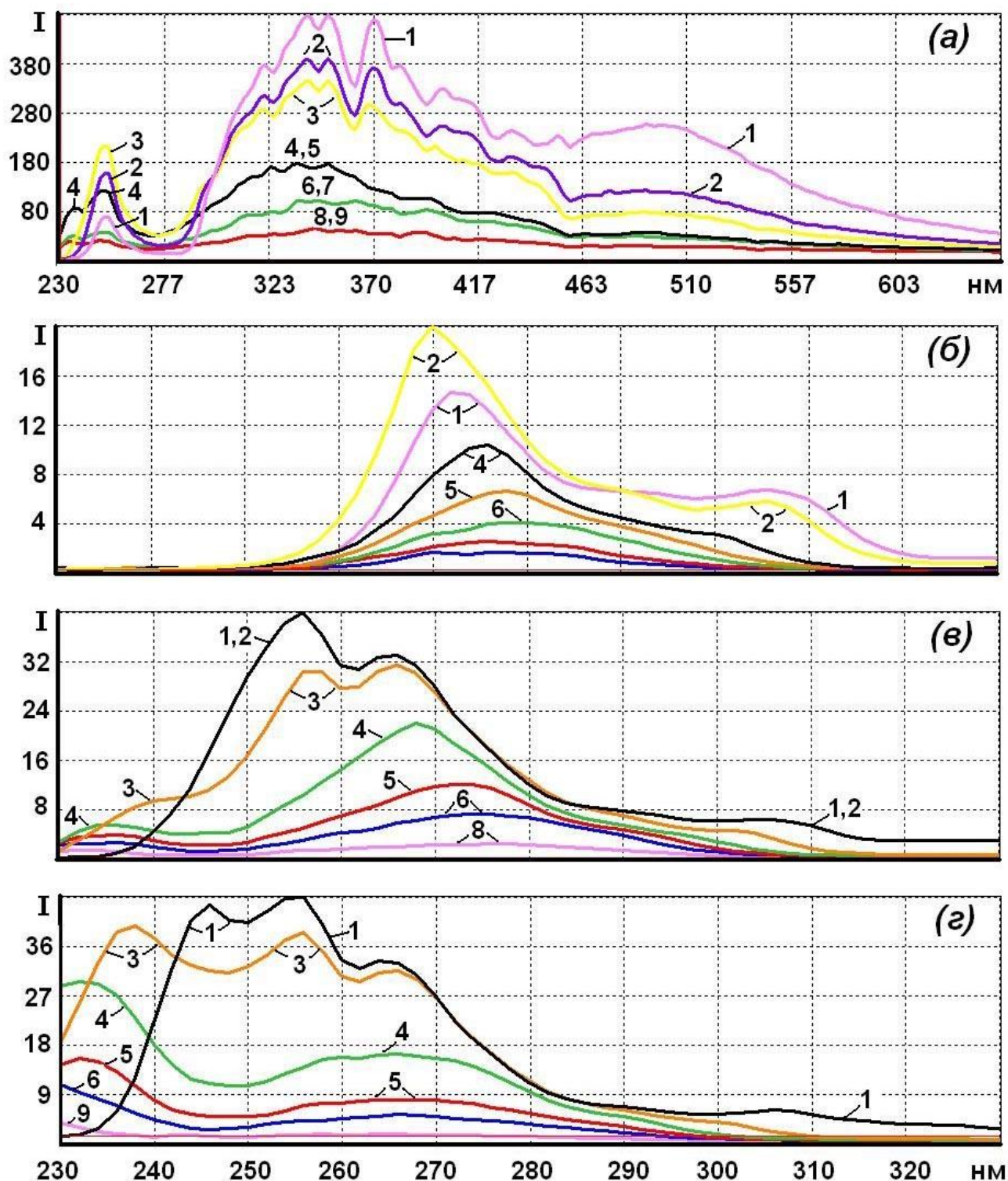


Рис. 3. Синхронные спектры фотофлуоресцентного возбуждения, регистрировавшиеся для водных растворов казеина с разными концентрациями при 0 (а), 30 (б), 60 (в) и 90 (г) нм сдвиге длин волн эмиссии относительно возбуждения. Линиям 1–9 здесь соответствуют концентрации казеина: 25, 10, 5, 1.3, 0.6, 0.3, 0.15, 0.08 и 0.04 г/л. По оси ординат отложена интенсивность флуоресценции (I) исследуемых растворов. По оси абсцисс – длина волны

Однако, при всех отмеченных достоинствах эти спектры были достаточно малоинтенсивны. В результате чего, для их достаточно корректной регистрации и интерпретации необходимо спектрофлуоресцентное оборудование с достаточно высоким

отношением полезного сигнала к шуму в диапазоне длин волн от 230 до 530 нм (или хотя бы от 270 до 390 нм), а также отсутствие в исследуемых образцах примесей, интенсивно поглощающих, а тем более излучающих свет в указанном диапазоне длин волн.

Синхронные спектры фотофлуоресценции, регистрировавшиеся при нулевом сдвиге длин волн эмиссии относительно возбуждения (Dwl), имели для исследуемых растворов наибольшую интенсивность. И потому эти спектры могут быть рекомендованы для количественного определения содержания белков в водных растворах (а также, в определенной степени, и для качественного – по соотношению интенсивностей светорассеяния исследуемых растворов при 250 и 350 или 500 нм, как видно из Рис. 3.а). Однако при этом нужно учитывать, что характер данных спектров в существенно большей степени, чем при других режимах регистрации, может зависеть от характера возбуждающего излучения, а также от присутствия в исследуемых образцах в растворенном либо коллоидном состоянии иных, небелковых соединений, способных к интенсивному светорассеянию (таких как полисахариды, нуклеиновые кислоты, липиды и т.п.).

Из прочих же синхронных спектров фотофлуоресценции, показанных на Рис. 3, для количественного определения содержания белков в водных растворах могут быть рекомендованы, на наш взгляд, спектры, регистрируемые при $Dwl = 90$ нм. По сравнению с аналогичными спектрами, регистрируемыми при $Dwl = 10$ нм, эти спектры имеют существенно меньшую структурированность, но зато значительно большую интенсивность и независимость от присутствия в исследуемых образцах примесей небелковой природы (таких даже, как свободные аминокислоты и пептиды). Существенно большая независимость от присутствия в исследуемых образцах посторонних примесей отличает синхронные спектры фотофлуоресценции, регистрируемые для водных белковых растворов при $Dwl = 90$ нм, и от аналогичных спектров, регистрируемых при $Dwl = 0$ нм (хотя последние и значительно более интенсивны, а также пригодны для работ с существенно более широким диапазоном концентраций белковых растворов).

Кроме того, как видно из Рис. 3.г, синхронные спектры фотофлуоресценции, регистрируемые при $Dwl = 90$ нм, в определенной мере пригодны и для качественной характеристики состояния пространственной структуры белковых молекул в их водных растворах (например, по сдвигу пика в области 245–230 нм).

Таким образом, как мы убедились, регистрация синхронных спектров фотофлуоресценции предоставляет исследователю достаточно простой, надежный и информативный способ изучения динамики изменения пространственной структуры белковых молекул в состоянии близком к тому, в котором они находятся непосредственно в живых организмах, участвуя в регуляции их метаболизма.

ФЛУОРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ТОНКИХ МЕХАНИЗМОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ С МОЛЕКУЛАМИ ВОДЫ

Башарова К.С., Сибирцев В.С., Маслова А.Ю., Андреевко Н.А.
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В отличие от газовых и твердых, структура жидких систем до настоящего времени остаётся во многом неясной. И прежде всего это касается особенностей межмолекулярного взаимодействия (которое и формирует различные агрегатные состояния одних и тех же веществ) в водных растворах. Это обусловлено тем, что вода, с одной стороны, является одним из наиболее распространённых веществ на нашей планете, а с другой стороны, обладает целым рядом уникальных свойств. Так например, плотность воды в твердом состоянии меньше, чем в жидком, в то время как в жидком состоянии максимальная плотность воды наблюдается при +4°C. Среди существующих в природе жидкостей вода обладает наибольшей теплоемкостью. Кроме того, вода является универсальным растворителем. Теплота испарения воды выше теплоты испарения любых других жидкостей, теплота кристаллизации уступает лишь аммиаку, а поверхностное натяжение уступает только ртути.

Другое составляющее исследуемых в настоящей работе систем, обычно именуемое ОП-10, также является достаточно интересным соединением. Это смесь ароматических углеводородов (см. Рис. 1), получаемая, в настоящее время, в основном, в результате обработки смеси моно- и диалкилфенолов окисью этилена и применяемая в качестве смачивающей и эмульгирующей неионогенной поверхностно-активной добавки в нефтедобывающей, нефтеперерабатывающей, химической, текстильной, горно-рудной, сельскохозяйственной и других отраслях промышленности. Кроме того, ОП-10 применяется в качестве активного вещества при производстве различных технических и бытовых моющих средств, поскольку способствует удалению комплексных органических загрязнений. Причем одним из преимуществ ОП-10 считается то, что это соединение хорошо растворяется в воде и легко подвергается биологической очистке в сточных водах.

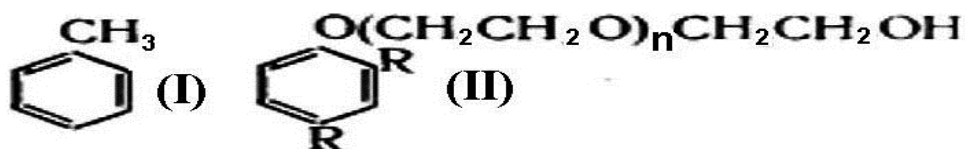


Рис. 1. Структурные формулы толуола (I) и ОП-10 (II), где $n=10-12$, а R – алкильные остатки, содержащие от 8-и до 12-и атомов углерода

На Рис. 2 приведены синхронные спектры фотофлуоресценции водных растворов ОП-10 с концентрациями от 100 до 0,0047 об.%, снятые с разными сдвигами длин волн эмиссии относительно возбуждения в видимой и ближней УФ областях спектра с помощью спектрофлуориметра «СМ 2203» (Беларусь). Из них видно, что с изменением концентрации ОП-10 значительно менялась не только интенсивность, но и положение пиков флуоресценции исследуемых растворов. Вероятно, при малых концентрациях ОП-10 это было следствием наличия разного количества водородных связей между эфирными и спиртовыми группами молекул ОП-10 и окружающими их молекулами воды. А при больших концентрациях изменения в спектрах флуоресценции ОП-10 очевидно обуславливались разным характером ван-дер-ваальсовых связей в исследуемых системах.

Подтверждают это и приведенные на Рис. 3.в спектры фотофлуоресценции водных растворов толуола. Молекулы которого неспособны образовывать водородные связи с молекулами воды (см. Рис. 1). Но при этом способны к индукционному (в присутствии молекул воды) и дисперсионному типам ван-дер-ваальсового межмолекулярного взаимодействия. Вследствие чего, при больших концентрациях толуола в воде с уменьшением таковых концентраций наблюдался гипсофлорный сдвиг максимумов флуоресценции толуола, подобный (хотя и существенно меньший) тому, который имел место у растворов ОП-10. В то

время как при малых концентрациях толуола в воде с изменением таковых концентраций, в отличие от ОП-10, сдвига максимумов на спектрах флуоресценции не наблюдалось.

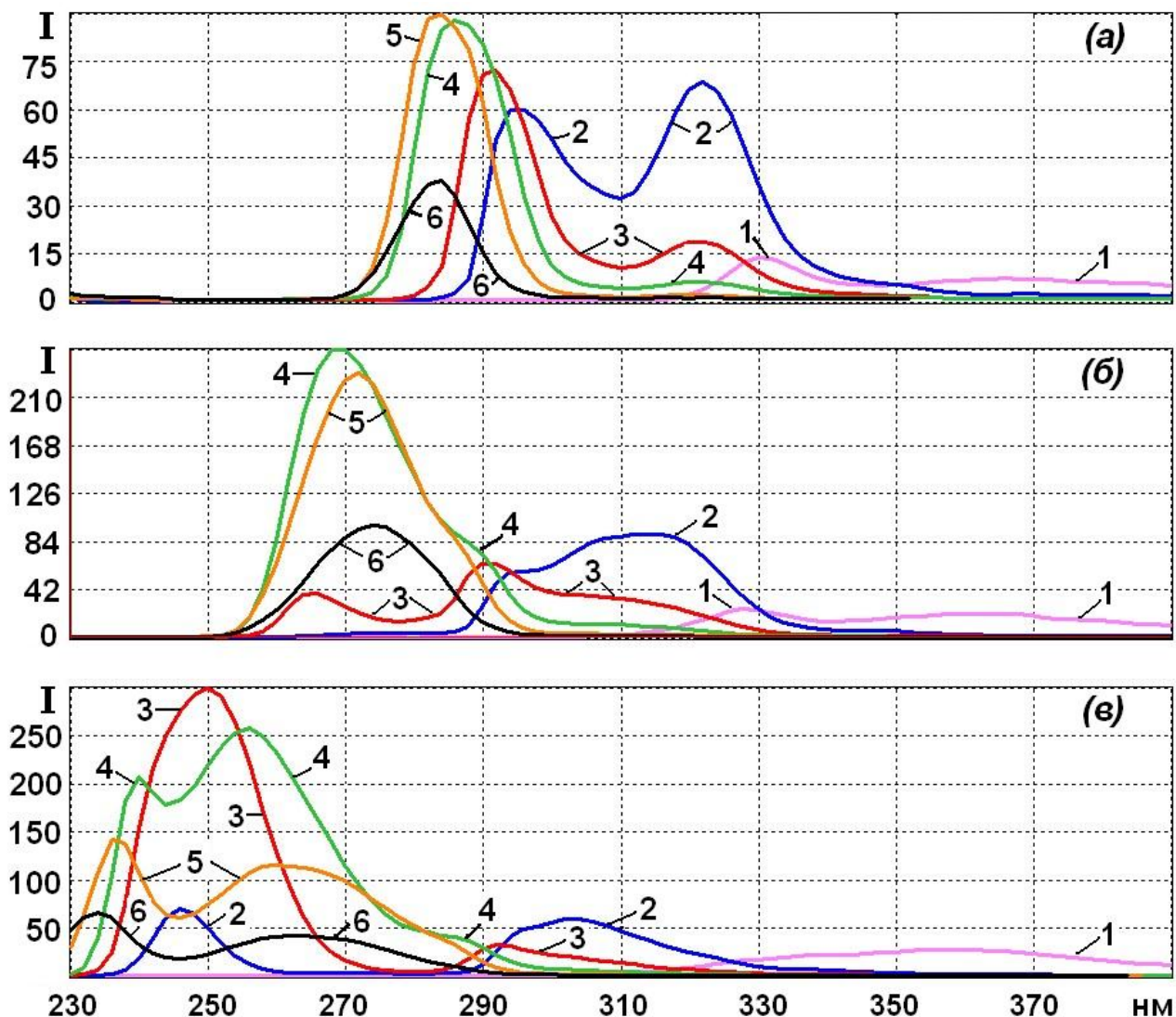


Рис. 2. Синхронные спектры фотофлуоресцентного возбуждения, регистрировавшиеся для водных растворов ОП-10 с 10 (а), 30 (б) и 60 (в) нм сдвигом длин волн эмиссии относительно возбуждения при 3 нм ширине щелей монохроматоров и низком усилении ФЭУ спектрофлуориметра «СМ 2203». Линиям 1–6 соответствуют концентрации ОП-10: 100, 1.2, 0.3, 0.075, 0.02 и 0.0047 об.%. По оси ординат отложена интенсивность флуоресценции (I) исследуемых растворов. По оси абсцисс – длина волны

Также не наблюдалось и сдвига максимумов светопоглощения во всем исследованном диапазоне длин волн и концентраций водных растворов толуола и ОП-10 (см. Рис. 3.а,б). Что подтверждает существенно большую информативность спектров флуоресценции этих соединений по сравнению со спектрами их светопоглощения.

Кроме того, можно отметить существенно большую, по сравнению с толуолом, структурированность и интенсивность спектров флуоресценции и светопоглощения водных растворов ОП-10, обусловленную очевидно разным характером неароматических заместителей, входящих в состав молекул этих соединений.

Таким образом, мы видим, что на основании грамотно проведенного изучения синхронных спектров флуоресценции, регистрируемых с помощью даже такого достаточно простого и доступного оборудования, как «СМ 2203», можно исследовать достаточно тонкие механизмы межмолекулярного взаимодействия в жидких системах.

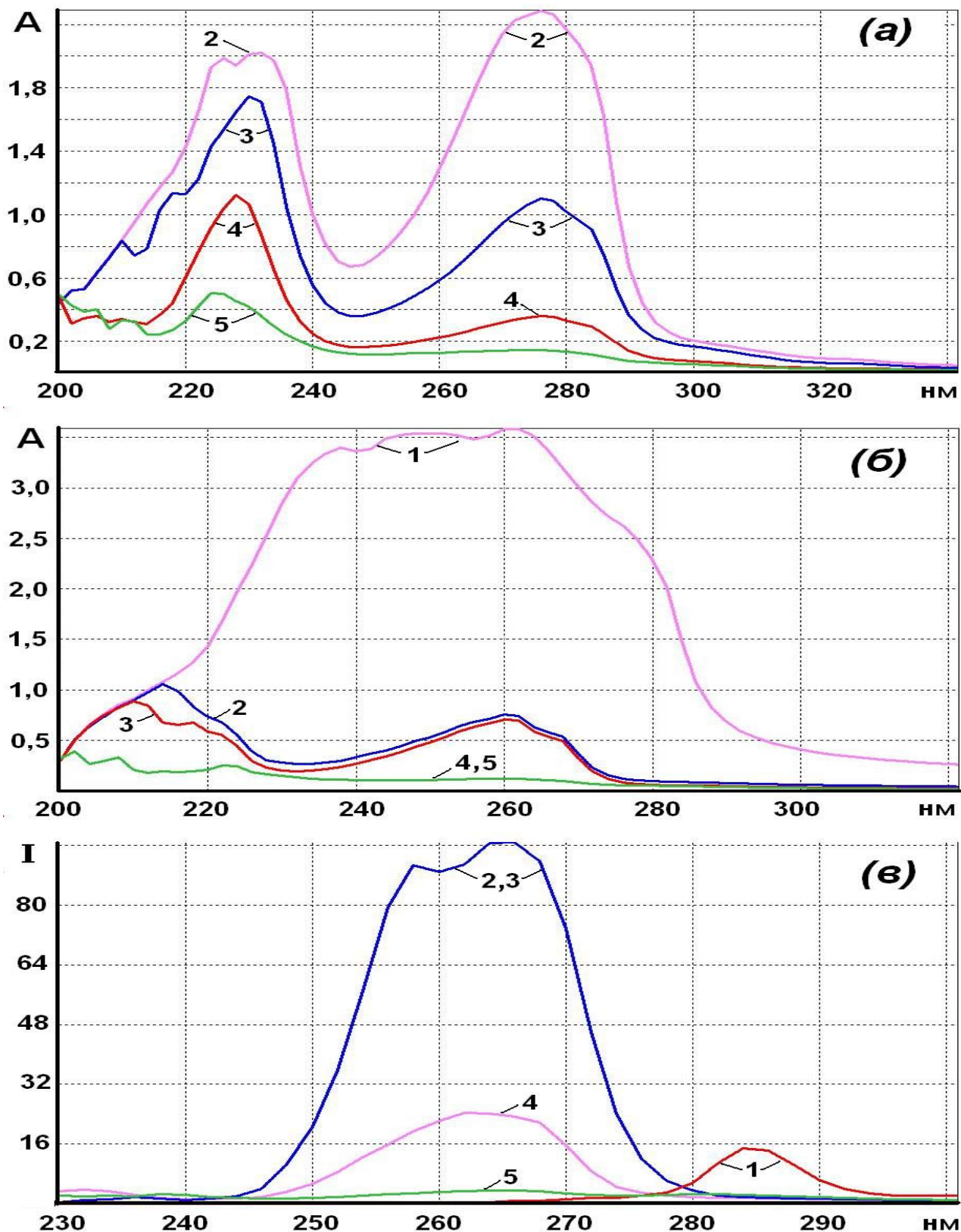


Рис. 3. Спектры светопоглощения водных растворов ОП-10 (а) и толуола (б), а также синхронные спектры фотофлуоресцентного возбуждения, регистрировавшиеся для водных растворов толуола с 20 нм сдвигом длин волн эмиссии относительно возбуждения (в). Линиям 2–5 на Рис.а соответствуют концентрации ОП-10: 0.3, 0.075, 0.02 и 0,0047 об.%. Линиям 1–5 на Рис.б и Рис.в соответствуют концентрации толуола: 100, 1, 0.1, 0.01 и 0.001 об.%. По оси ординат отложены оптическая плотность (A) либо интенсивность флуоресценции (I) исследуемых растворов. По оси абсцисс – длина волны

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП С ПРОТОЧНОЙ СИСТЕМОЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНКТОНА И ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ В МОРСКОЙ ВОДЕ

Хурчак А.П. *, Петров** Н.В.

* Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Широко применяемая в морских исследованиях, классическая оптическая микроскопия имеет ряд недостатков. В настоящее время, все большую популярность для изучения микрообъектов набирает голографическая микроскопия, которая существенно расширяет возможности исследования и упрощает работу. В сочетании с методами численной обработки оптической информации, голографическая микроскопия позволяет исследовать микрообъекты без их повреждения, в естественной среде, или наблюдать поведение в искусственно измененной среде, например под воздействием различных химических веществ.

Цель настоящей работы состоит в создании прибора, пригодного для работы как в лабораторных условиях на берегу, так и в море на корабле.

Нами был спроектирован и построен голографический микроскоп по осевой схеме Габора [Gabor D. A New Microscopic Principle. Nature.- 1948.- V. 161, p. 777], оснащенный проточной кюветой и насосом (Рис. 1).

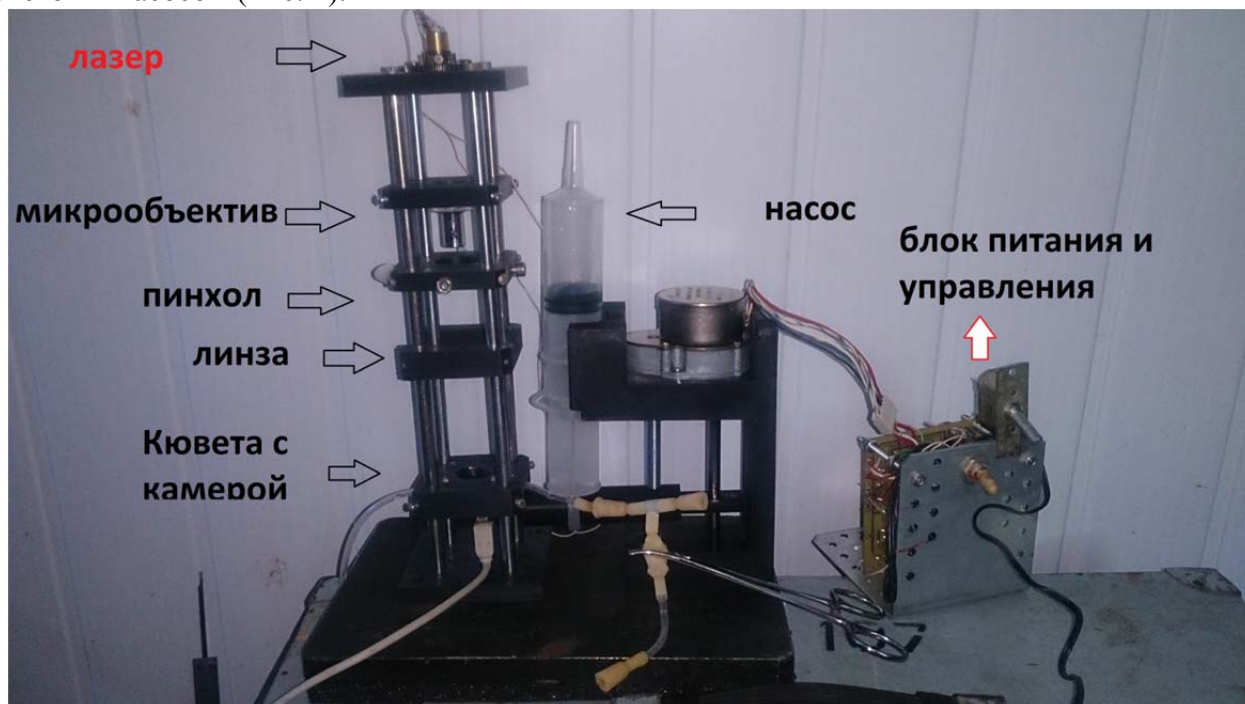


Рис. 1. Голографический микроскоп по осевой схеме Габора

Конструкция прибора позволяет исследовать микрообъекты до 2 мм, в том числе и фазовые. Оптическая система может меняться под разные задачи. Проточная система работает в ручном режиме либо в автоматическом, с помощью микроконтроллера.

Микроскоп был испытан в экспедициях на НИС «Профессор Водяницкий» (92 рейс) и морской океанографической платформе Кацивели в мае 2017 года (Рис. 2).

Испытания в реальных условиях позволили выявить ряд недостатков, например отсутствие виброизоляции не позволило корректно работать прибору на ходу в море, в дрейфе этой проблемы не было.

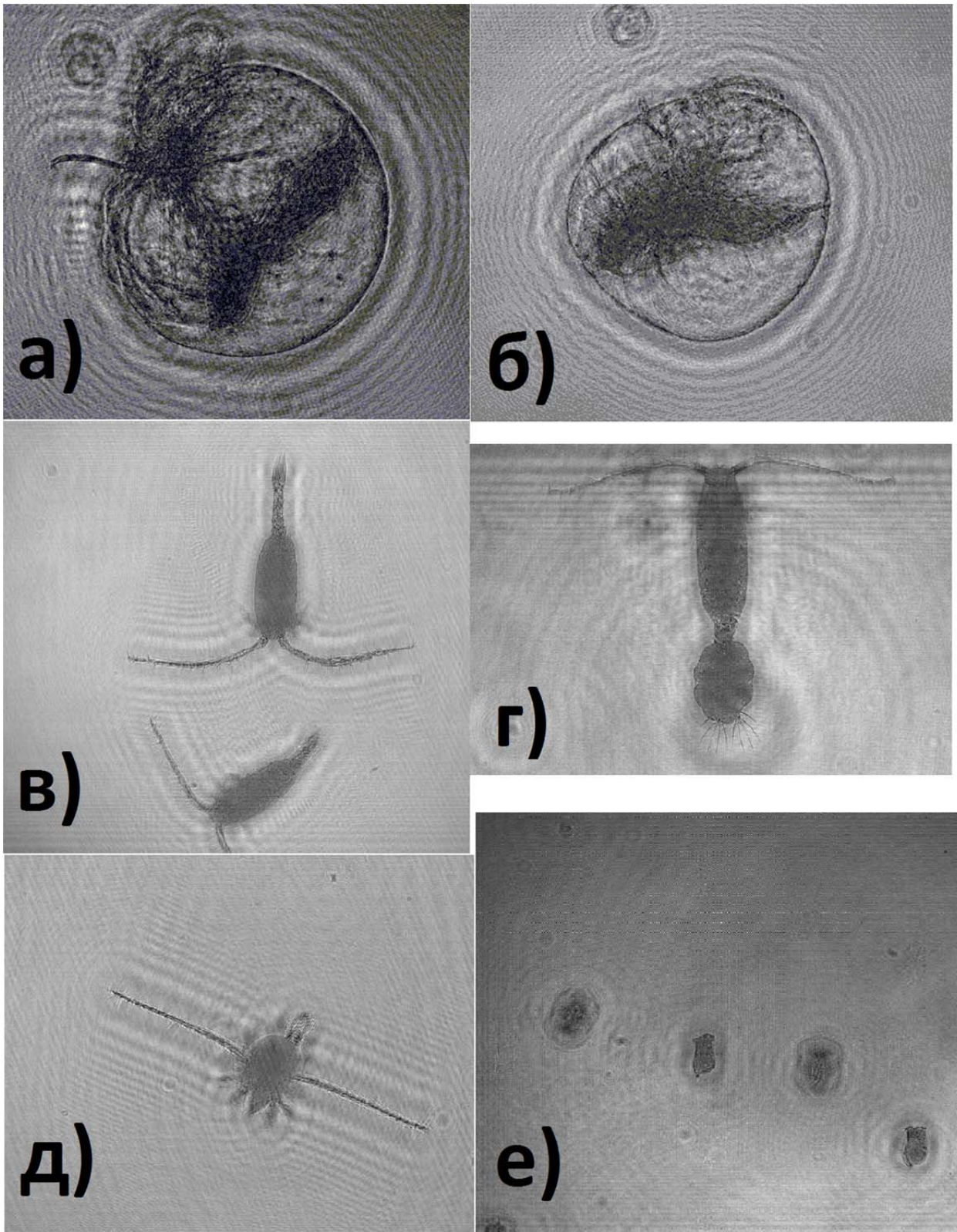


Рис. 2. Восстановленные из галограмм изображения разных видов планктона: а), б) ночесветки; в), г), д) копеподы; е) коловратки

В настоящее время прототип микроскопа напечатан на 3D принтере из ABS пластика.

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СУСТАВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Долгушкин Д.А.*, Волова Л.Т.*,
Лазарев В.А.*, Маркова М.Д., Тюмченкова А.С., Ягофарова Е.Ф.

Самарский университет, Самара, Россия.

*СамГМУ, Самара, Россия

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований образцов суставной поверхности и суставной жидкости коленного сустава человека с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния. В ходе анализа были получены особенности спектров КР суставной поверхности и введены новые оптические коэффициенты.

Изменения суставной поверхности, происходящие в различных тканях сустава, характерны для деструктивно-дистрофических заболеваний. На сегодняшний день существуют следующие способы для диагностики ее состояния: компьютерная томография, магнитно-резонансная томография; ультразвуковое исследование; рентгенография; биопсия хряща [1]. Общим недостатком данных методов является сложности в ранней диагностики поверхностных повреждений суставного хряща, лежащих в основе возникновения деструктивно-дистрофических заболеваний суставов, которая включает в себя анализ суставной поверхности и содержащейся в полости сустава синовиальной жидкости. Для адекватной диагностики заболеваний суставов анализ возрастных изменений является также важной составляющей для уточнения диагноза и правильного назначения последующего лечения пациента.

Целью работы являлось применение метода спектроскопии комбинационного рассеяния для ранней диагностики суставной поверхности.

В качестве объектов исследований было использовано 40 образцов, которые подразделяли на 3 группы: 1 группа – образцы суставные поверхности коленного сустава человека, полученные во время операции эндопротезирования; 2 группа - образцы синовиальной жидкости, полученные у пациентов путем пункции коленного сустава; 3 группа – суставные поверхности межфаланговых суставов пальцев кистей взрослых старше 40 лет и детей до 1 года.

Образцы исследовали с помощью стенда, реализующего метод СКР. Стенд включал в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrock sr-303i со спектральным диапазоном 200-1200 нм, со встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, волоконно-оптический зонд RPB-785 для спектроскопии КР, совмещенный с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 с длиной волны лазерного излучения 785 нм и с шириной линии 0,2 нм [2].

В результате проведенных исследований установлено, что спектроскопия КР может стать новым диагностическим скрининговым методом для выявления патологии суставов на различных стадиях заболеваний. А введенные новые оптические коэффициенты, могут быть использованы для оценки ранней диагностики состояния суставной поверхности и возрастных изменений для различных заболеваний.

1. З. Н. Хисматуллина, *Вестник Казанского технологического университета*, **15**, (2012).

2. В.П. Захаров, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина, С.В. Козлов, А.А. Морятов, *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*. **15**, 126-130, (2013).

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО СТРУКТУРИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ТИТАНА VT1-0 НА ЕГО СМАЧИВАЕМОСТЬ

Яцук Р.М., Одинцова Г.В., Карлагина Ю.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены исследования по влиянию лазерного структурирования поверхности титана VT1-0 на его смачиваемость. Построена зависимость угла смачивания от режимов лазерного воздействия: плотности мощности и перекрытий по осям x и y .

На сегодняшний день на рынке имплантологических услуг нет универсальной технологии и материала, которые являются биосовместимыми для всех случаев имплантации, поэтому постоянно предлагаются новые материалы и технологии структурирования имплантов. Все импланты вживляемые в организм без исключения обязаны успешно взаимодействовать с биологическими тканями, то есть быть биосовместимыми. Геометрический рельеф поверхности импланта, его химический состав, износостойкость и смачиваемость в первую очередь оказывают влияние на приживаемость импланта. С помощью лазерного воздействия, модифицируя слой поверхности импланта, возможно локально управлять этими характеристиками.

Известно, что структурированные импланты обладают лучшим сцеплением в месте кость-имплант, чем импланты с полированной поверхностью, за счет увеличения площади поверхности сцепления [1]. Использование лазерного воздействия позволяет создавать контролируемый микро и наномасштабный рельеф, размер структур на поверхности импланта должен быть сравним с размером биологических объектов [2-4]. В представленной работе для исследований были выбраны титановые сплавы, потому что они являются хорошим выбором для имплантации в связи с их биосовместимостью наряду с высокой прочностью и коррозионной устойчивостью. Помимо формирования рельефа поверхности, лазер позволяет менять химический состав поверхности. Наличие диоксида титана и нитрида титана оказывает положительное влияние на износостойкость и прочностные свойства модифицированного слоя [2]. Для хорошей биоинтеграции клеток на поверхность титанового импланта важным критерием является смачиваемость поверхности. Гидрофильная поверхность способствует взаимодействию поверхности импланта с биологическими жидкостями и клеточными элементами, что имеет особое значение на ранних этапах остеоинтеграции.

В настоящей работе при воздействии импульсного волоконного лазера были получены структуры на поверхности титана VT1-0 с различной нано- и микрошероховатостью. Полученные структуры по косвенным признакам (перечисленным выше) должны оказывать положительное влияние на биосовместимость.

Построена зависимость угла смачивания (в качестве тестовой жидкости были использованы дистиллированная вода и плазма человеческой крови) от режимов лазерного воздействия: плотности мощности и перекрытий по осям x и y .

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, соглашение No. 14.578.21.0197 (RFMEFI57816X0197).

1. D.M. Brunette, P. Tengvall, M. Textor, P. Thomsen (Eds.), *Springer*, (2001).
2. A.Y. Vorobyev, C. Guo, *Applied Surface Science*, 253, 7272–7280 (2007).
3. Honda R. et al., *International Journal of Modern Physics*, 6, 682-687, (2012).
4. N. Sykaras, A.M. Iacopino, V.A. Marker, R.G. Triplett, R.D.Woody, *The International Journal of Oral & Maxillofacial Implants*, 15, 675, (2000).

ОПТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА КОСТНЫХ БИОИМПЛАНТАТОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ПО ТЕХНОЛОГИИ «ЛИОПЛАСТ»

Тимченко П.Е., Тимченко Е.В., Волова Л.Т.*, Долгушкин Д.А.*, Болтовская В.В., Фролов О.О.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева (Самарский университет), Самара, Россия

*Самарский государственный медицинский университет, Самара, Россия

Представлены результаты применения метода спектроскопии комбинационного рассеяния для оценки альтернативных источников для получения костных губчатых имплантатов по технологии «Лиопласт», а именно, головок бедренных костей, резецируемых при выполнении операций эндопротезирования тазобедренного сустава.

В последнее время активно развиваются реконструктивная и регенеративная медицина. В травматологии, ортопедии, стоматологии, онкологии и гнойной хирургии поиск подходов к лечению патологии опорных и покровных тканей организма человека предполагает не только средства её устранения, но и сохранение первоначальной формы, структуры и функций, разрушенных травмами и болезнями костей [1,2]. Аллогенные имплантаты из тканей человека являются оптимальными материалами для реконструкции повреждений опорно-двигательной системы. При их применении, в отличие от ауто- и ксенопластики и использования синтетических препаратов, не нарушается гомеостаз и метаболизм соединительных тканей и функции систем жизнеобеспечения реципиента [1]. Аллогенные материалы после их специальной обработки практически полностью теряют свою антигенность и при помещении в организм не оказывают на него негативного воздействия. Они играют роль матрицы, кондуктора, постепенно полностью рассасываются, а на их месте формируется новая костная ткань [2].

С увеличением числа выполняемых операций эндопротезирования тазобедренных суставов появилась возможность использовать резецируемые интраоперационно головки бедренных костей для производства новых костных губчатых биоимплантов по технологии «Лиопласт».

Цель работы: проведение сравнительной оценки компонентного состава поверхностей минерализованных и деминерализованных костных биоимплантов, изготовленных по технологии «Лиопласт» из кадаверной и прижизненно резецированной губчатой кости.

Материалами исследования являлись образцы биоимплантов губчатой кости в форме куба размерами 5*5*5 мм, изготовленные по технологии «Лиопласт»® (ТУ-9398-001-01963143-2004). Образцы были разделены на четыре группы. Первую группу составили деминерализованные образцы, полученные из кадаверной ткани, вторую группу – минерализованные образцы из того же источника. Третью группу сформировали деминерализованные образцы, изготовленные из головок бедренных костей, полученных интраоперационно при эндопротезировании тазобедренного сустава, четвертую группу – минерализованные образцы из того же источника.

В качестве основного метода исследований биоимплантов был использован метод спектроскопии комбинационного рассеяния, реализуемый с помощью экспериментальной установки с рамановским пробником RPB785, спектрометром Andor Shamrock sr-303i с встроенной охлаждаемой камерой Andor DV420A-OE и лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (Рис.) [3].

Показано, что спектроскопия КР может быть использована для оценки компонентного состава поверхности костных имплантатов в процессе их обработки.

При сравнении разных источников получения губчатой кости до и после деминерализации значимых отличий не выявлено, но имеются различия в соотношении интенсивностей пиков КР на волновых числах 1555 см^{-1} и 1665 см^{-1} , соответствующих амиду II и амиду I, а также в интенсивности пиков КР на волновых числах 429 см^{-1} , 1068 см^{-1} , 850 см^{-1} , 1000 см^{-1} .

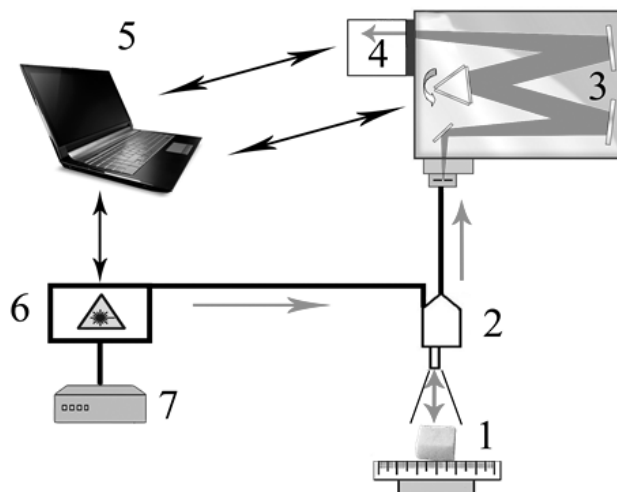


Рисунок. Экспериментальная установка: 1 – исследуемый объект; 2 – рамановский пробник RPB785; 3 – спектрометр Andor Shamrock sr-303i; 4 – встроенная охлаждаемая камера Andor DV420A-OE; 5 – компьютер; 6 – лазерный модуль LuxxMaster LML-785.0RB-04; 7 – источник питания лазерного модуля

Введены оптические коэффициенты и проведён двумерный анализ, который показал, что для прижизненно резецированной костной ткани характерны более высокие значения коэффициента I_{1068}/I_{959} и I_{1068}/I_{1665} , чем для кадаверных, а, следовательно, и более высокое содержание карбонат апатита В-типа CO_3^{2-} (ν_1), который более устойчив к воздействию кислоты при деминерализации.

Введённые оптические коэффициенты позволили подтвердить, что содержание основных компонентов биоимплантов, необходимых для реализации их остеоиндуктивных и остеокондуктивных свойств оказалось сходным, как в минерализованных и деминерализованных образцах, полученных из головок бедренных костей интраоперационно, так и образцах, изготовленных из кадаверного материала.

1. I.A. Kirilova, *Spine Surgery*, **3**, 105–110, (2004).
2. G.N. Berchenko, *Biomaterials*, **9**, 4–5, (2008).
3. В.П. Захаров, С.В. Козлов, А.А. Морятов, Е.В. Тимченко, П.Е. Тимченко, Л.А. Таскина, *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*, **15**, № 4-1, 120–124, (2013).

СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ДЕЦЕЛЛЮЛЯРИЗАЦИИ СЕРДЕЧНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Волова Л.Т.*, Кобзева С.В.,
Шалковская П.Ю.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева (Самарский университет), Самара, Россия

*Самарский государственный медицинский университет, Самара, Россия

В работе представлены экспериментальные результаты оценки качества обработки сердечных имплантатов с помощью метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Анализ спектров КР позволил выявить основные полосы, характеризующие качество децеллюляризации сердечной ткани. Для оценки количественного содержания основных компонентов биотканевых имплантатов был проведен двумерный анализ введенных оптических коэффициентов, позволяющий сравнить качество исследуемых имплантатов.

Регенерация тканей и органов остается одной из самых больших проблем клинической медицины, требующей поиска лучших способов для восстановления или замены поврежденных органов и тканей. За последнее время, наиболее действенным методом является пересадка биоматериалов [1]. Однако при пересадке нативных имплантатов, реципиент будет подвергаться риску хронического иммунного отторжения и пожизненного лечения иммуносупрессии. Именно поэтому основной задачей, стоящей в области тканевой инженерии является разработка и контроль качества материалов, способных к восстановлению или замещению тех или иных функций поврежденных тканей и органов.

Для предотвращения осложнений, связанных с пересадкой нативных материалов, таких как кальцификация, остаток иммуногенности ткани, воспалительные деградации, механические повреждения и отсутствие ремоделирования, имплантаты подвергают децеллюляризации (процесс, направленный на удаление клеток из ткани с сохранением внеклеточного матрикса и трехмерности структуры органа) [2].

Качество имплантатов напрямую зависит от содержания коллагена, эластина и гликозаминогликанов, которые являются основными компонентами внеклеточного матрикса, удаление 72% основных компонентов децеллюляризованной ткани по сравнению с нативной может способствовать потере механической целостности трансплантатов. Именно поэтому актуальной задачей становится контроль процесса децеллюляризации и создание оптимального протокола децеллюляризации.

Цель работы: провести сравнительную оценку нативных клапанов и экстраклеточных матриксов на основе клапанов сердца барана методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

В качестве материала исследования использованы нативные и децеллюляризованные аортальные клапаны половозрелых баранов. Децеллюляризацию клапанов с получением экстраклеточных матриксов проводили согласно протоколу, предоставленным профессором А. Лихтенбергом (Дюссельдорф, Германия). Фрагменты нативного и децеллюляризованного биоматериала хранили до исследования в фосфатно-солевом растворе с добавлением антибиотиков при 4°C.

Спектральные характеристики образцов изучали с помощью экспериментального стенда, включающего в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Shamrock sr-303i с встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, волоконно-оптический зонд для спектроскопии комбинационного рассеяния RPB785, совмещенный с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (с регулируемой мощностью до 400 мВт, длина волны 785 нм). Мощность излучения 400 мВт данного лазера в пределах используемых времён экспозиции до 200 секунд не вызывает деструктивных изменений образцов. [3].

Ввиду того что исследуемые образцы являются многокомпонентными объектами дополнительно было проведено разделение полученных спектров на спектральные линии с

помощью деконволюции функций Гаусса-Лоренца в программной среде MagicPlotPro. Среднее значение коэффициента детерминации результирующего спектра, сгенерированного по спектральным контурам, от исходного спектра КР для области 300-2200 см⁻¹ составило R²=0,98, среднее стандартное отклонение анализа $\sigma = 8,1$.

По итогам исследований получены спектры КР и оценены их особенности при исследовании нативных клапанов сердца и экстрацеллюлярных матриц на их основе. Установлено, что основные различия проявляются на волновых числах 852, 935, 1062, 1340 и 1450 см⁻¹, соответствующих аминокислотным остаткам коллагена, гликозаминогликанам, ДНК и липидам.

Метод спектроскопии комбинационного рассеяния позволяет проводить качественную и количественную оценку клапанов сердца и биотехнологических продуктов на их основе по показателям содержания гликозаминогликанов, коллагена, липидов и ДНК, что имеет значительные преимущества по сравнению с морфологическими методами исследования.

1. Davis, H.E. Hybrid and Composite Biomaterials in Tissue Engineering. // *Topics in Multifunctional Biomaterials and Devices.*, **10**, 1–26, (2008).

2. Moroni, F. Decellularized matrices for cardiovascular tissue engineering. // *Am J Stem Cells*, **3(1)**, 1-20, (2014).

3. Захаров В.П., Козлов С.В., Морятов А.А., Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Таскина Л.А. Оптические методы для диагностики меланомы кожи // *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*. 2013. Т. 15. № 4-1. С. 120-124.

ОГРАНИЧЕНИЯ ПРИМЕНЕНИЯ АПКОНВЕРСИОННЫХ ЧАСТИЦ NaYF₄:Er,Yb@SiO₂ В КАЧЕСТВЕ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ

Сагайдачная Е.А. *, Кочубей В.И. ***

*Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия

**Национальный исследовательский Томский государственный университет,
Томск, Россия

В работе исследованы люминесцентные и тепловые свойства апконверсионных частиц NaYF₄:Er,Yb@SiO₂. Полученные результаты позволяют обосновать возможности и ограничения применения частиц в качестве термодатчиков и средств для создания и контроля гипертермии.

Разработка люминесцентных нано-микротермометров является актуальной задачей современной биомедицины.

Температура играет ключевую роль в определении динамики и свойств биосистемы. Мониторинг температуры имеет важное значение для объяснения процессов, происходящих в биосистеме. Тепловое зондирование биосистем также жизненно важно для раннего выявления и лечения многих заболеваний, например, образование раковых опухолей. Обнаружение раковых опухолей по температурному эффекту возможно на гораздо более ранних стадиях, чем другими методами. Контроль внутриклеточной тепловой динамики является эффективным методом исследования процессов, происходящих в клетке, т.к. температура играет ключевую роль в определении динамики и свойств биосистемы. Высокочувствительное измерение температуры в клетках возможно с использованием нанотермометров, действие которых может быть основано на различных явлениях [1, 2]. Тепловое зондирование биотканей также имеет перспективы применения для раннего выявления раковых опухолей.

Для работы в биологической среде особенно перспективным является использование люминесцентных нанотермометров, возбуждаемых в ближней инфракрасной области (в окне прозрачности биологических объектов). Примером таких нанотермометров являются апконверсионные фосфоры, в частности, частицы NaYF₄:Er,Yb. При этом используется температурная чувствительность отношения интенсивности излучения, возникающего при переходах между уровнями энергии ионов Er³⁺: ⁴H_{11/2}→⁴I_{15/2} (525 нм) и ⁴S_{3/2}→⁴I_{15/2} (543 нм).

Важно отметить, что люминесценция частиц возбуждается ИК излучением, которое нагревает частицы. При этом температура частиц становится выше, чем температура окружающей их среды, следовательно, в измерениях температуры среды появляется погрешность. Эффект нагрева частиц возбуждающим излучением при измерении температуры обсуждается в [4, 5].

Для изучения потенциального применения частиц NaYF₄:Er,Yb в качестве датчиков температуры необходимо проанализировать влияние их нагрева, вызванного возбуждающим излучением.

Частицы NaYF₄:Er,Yb были синтезированы нами стандартным гидротермальным методом с использованием цитрата натрия в качестве поверхностно активного вещества, покрыты оболочкой SiO₂ и отожжены в течение часа при температуре 450°C для улучшения люминесцентных свойств. Для характеристики полученных частиц использовались методы РФА, сканирующей электронной микроскопии, а также динамического светорассеяния. Апконверсионную люминесценцию ионов Er³⁺ при облучении частиц NaYF₄:Er,Yb@SiO₂ ИК лазером (980 нм, 0,5-4,3 Вт/см²) наблюдали с помощью люминесцентного спектрометра OceanOptics QE65000 (USA). Одновременно с измерением спектров люминесценции измерялась температура частиц с помощью тепловизора IRI4010.

Результаты рентгенофазового анализа указывают на гексагональную решетку полученных частиц NaYF₄:Er,Yb@SiO₂. Диаметр частиц согласно данным динамического светорассеяния порядка 1 мкм. Согласно SEM-изображениям неотожженные частицы представляют собой гексагональные призмы размером 1,6-1,7 мкм.

Связь температуры с отношением интенсивности люминесценции на длинах волн 525 нм и 543 нм определяется уравнением 1:

$$\frac{I_H}{I_S} = A \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) + B, \quad (1)$$

где I_H и I_S – интенсивности люминесценции полос, соответствующих переходам ${}^4H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (525 нм) и ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (543 нм), ΔE – разность энергий между переходами, k – постоянная Больцмана, A и B – постоянные, характеризующие частицы и условия эксперимента. Согласно этому уравнению с увеличением температуры частиц уменьшается отношение I_H/I_S .

Спектры люминесценции, нормированные на интенсивность в максимуме на 538 нм, представлены на Рис. 1. Относительное увеличение полосы люминесценции на 525 нм, согласуется с фактом нагрева частиц. На Рис. 2 представлена зависимость температуры частиц от плотности мощности возбуждающего излучения. Наблюдается соответствие между данными, полученными из интенсивности люминесценции (формула (1)) и температурой, полученной по данным тепловизора (Рис. 2).

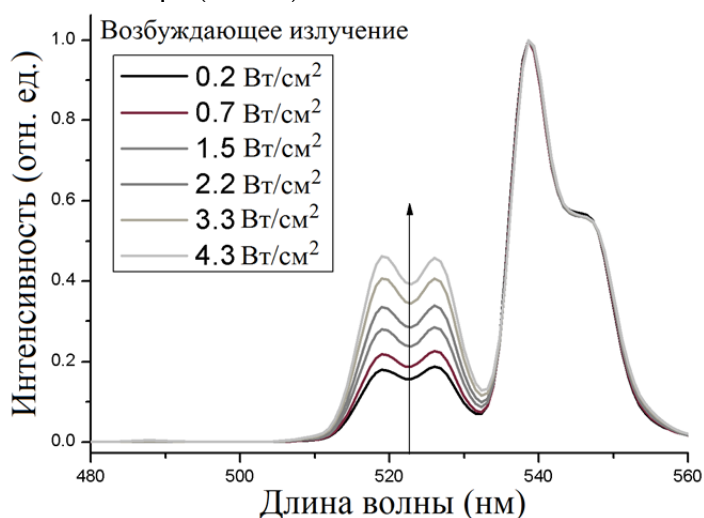


Рис. 1. Нормированные спектры люминесценции при различной плотности мощности возбуждающего излучения

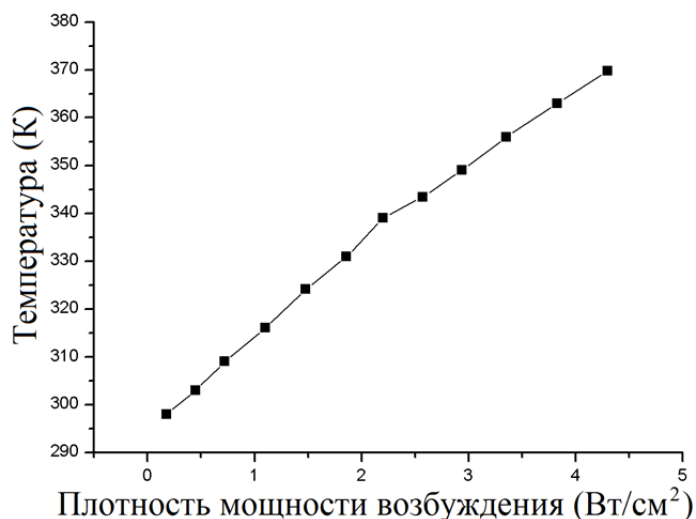


Рис. 2. Зависимость температуры частиц от плотности мощности возбуждающего излучения

Наблюдаемый эффект определяется тем, что фотоны возбуждающего излучения только частично участвуют в конверсии энергии в видимую область, другая часть преобразуется в тепло вследствие релаксационных процессов. Таким образом, по спектру люминесценции определяется не температура окружающей среды, но нагретых частиц. С другой стороны, это

определяет возможные перспективы применения апконверсионных частиц $\text{NaYF}_4:\text{Er}, \text{Yb}@\text{SiO}_2$ в качестве средства для создания локальной гипертермии. В этом случае возможна регулировка температуры частиц посредством изменения мощности возбуждающего излучения при одновременном контроле ее по спектрам люминесценции.

Полученные результаты демонстрируют ограничения и возможности применения апконверсионных частиц $\text{NaYF}_4:\text{Er}, \text{Yb}@\text{SiO}_2$ для различных применений. В качестве термодатчиков частицы могут применяться при условии незначительного нагревания их возбуждающим излучением, т.е. они должны обладать достаточно интенсивной люминесценцией при низкой мощности возбуждения. В областях высокой мощности возбуждения частицы могут применяться в качестве средства для создания локальной гипертермии с возможностью контролировать одновременно температуру нагрева и локализацию частиц.

Работа выполнена при поддержке грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-7898.2016.2

1. D. Jaque, F. Vetrone, *Nanoscale*, **4**, 4301, (2012).
2. Carlos D. S. Brites, Patricia P. Lima, Nuno J. O. Silva, Angel Millan, Vitor S. Amaral, Fernando Palacio, Luis D. Carlos, *Nanoscale*, **4(16)**, 4799-4829, (2012).
3. Fiorenzo Vetrone, Rafik Naccache, Alicia Zamarron, Angeles Juarranz de la Fuente, Francisco Sanz-Rodriguez, Laura Martinez Maestro, Emma Marti'n Rodriguez, Daniel Jaque, Jose' Garcia Sole', John A. Capobianco, *ACS nano*, **4(6)**, 3254–3258, (2010).
4. Peng Du, Laihui Luo, Jae Su Yu, *RSC Advances*, **6(97)**, 94539-94546, (2016).
5. Shaoshuai Zhou, Kaimo Deng, Xiantao Wei, Guicheng Jiang, Changkui Duan, Yonghu Chen, Min Yin, *Optics Communications*, **291**, 138–142, (2013).

РАЗРАБОТКА ОПТИЧЕСКОГО ПОЛИМЕРНОГО НАНОКОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ СОЗДАНИЯ СЕНСОРОВ БИМЕДИЦИНСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Бурункова Ю. Э., Шаймадиева Д. С., Осколков Е. О., Сибирцев В.С.,
Зулина Н.А., Оришак Е.А. *, Нилова Л.Ю. *
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Северо-Западный государственный медицинский университет имени И. И.
Мечникова, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа представляет собой исследование и разработку новых оптических полимерных материалов для создания приборов биомедицинского назначения, в частности люминесцентных сенсоров, способных селективно обнаруживать различные виды микроорганизмов в среде.

Развитие современной медицины с каждым годом требует разработки все большего количества новых материалов и приборов на их основе. В частности, одним из важнейших направлений последних исследований в этой области является получение новых материалов для создания биосовместимых оптических сенсоров, способных селективно детектировать различные виды микроорганизмов и токсичных для человека веществ.

Наиболее перспективным направлением является создание полимерных нанокompозитных материалов [1] на основе акрилатных мономеров и наночастиц. В результате формируются нанокompозиты с необходимыми эксплуатационными свойствами. Введение в такие материалы люминесцентных частиц и наночастиц с локализованным плазмонным резонансом, а также функционализация поверхности материала, позволят в дальнейшем сформировать оптические сенсоры биомедицинского назначения.

Целью данной работы стало создание нанокompозитных материалов, исследование их оптических свойств, а также изучение сорбции микроорганизмов на их поверхности. В дальнейшем созданные нанокompозиты могут быть использованы в качестве биоматериалов, а также как основа для создания оптических сенсоров биомедицинского назначения [2].

Для создания нанокompозитов использовались уретанаакрилатные мономеры и наночастицы золота, оксидов цинка и кремния. В качестве люминесцентных добавок использовались наночастицы оксидов эрбия и иттербия. Основные усилия были сосредоточены на обеспечении получения необходимых оптических свойств, а также на создании возможности полимера способствовать адгезии клеток и поддержания нормального фенотипа и функции клеток.

Были исследованы такие оптические свойства созданных материалов, как поглощение, показатели преломления, люминесценция; а также их механические характеристики. Изучалось влияние нанокompозитов на процессы жизнедеятельности микроорганизмов и сорбционные особенности.

Создание оптически пригодных материалов – одна из ключевых задач на пути к разработке полностью функционального сенсора. Не менее важной частью является правильный выбор полимерной системы, так как взаимодействие с люминесцирующими добавками может существенно влиять на тушение люминесценции в материале. Анализ сорбции на поверхности нанокompозитов осуществлялся с использованием грамположительных, грамотрицательных микроорганизмов и грибов. Проведенные исследования оптических полимерных нанокompозитных материалов подтверждают их перспективность для дальнейшей разработки сенсоров биомедицинского назначения.

1. E.R. Kenawy, S.D. Worley, R. Broughton, *Biomacromolecules*, **8**, 1359-1384, (2007)
2. U.H.F. Bunz., V.M. Rotello, *Angewandte Chemie International Edition*, **49**, 3268-3279, (2010)

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С БИОЛОГИЧЕСКОЙ КЛЕТКОЙ

Коростелева Ю.В., Мякинин О.О., Братченко И.А., Захаров В.П.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П.
Королева, Самара, Россия

В данной работе было произведено моделирование резонанса электрического поля от наночастиц различной формы при освещении плоской волной в различных средах (вакуум, вода). Проведено исследование влияния наночастиц в биологической клетке на характеристики рассеянного излучения.

Плазмонно-резонансные золотые наночастицы являются перспективным объектом исследования, что вызвано с одной стороны, их уникальными физическими свойствами, а с другой стороны - безопасностью для живых объектов [1]. Уникальность свойств обусловлена размерами, меньшими, чем длина волны света, и высоким отношением поверхности к объему. Самое важное свойство таких наночастиц заключается в способности к возбуждению локализованных поверхностных плазмонных резонансов в видимой и ближней ИК-области спектра [1, 2]. Индуцированные квантовомеханические эффекты, такие как локализованный поверхностный плазмонный резонанс и сильное усиление электрического поля представляют большой интерес для биомедицинских применений, таких как зондирование, терапия, визуализация [2].

Моделирование производилось в COMSOL Multiphysics 5.2, модуль Electromagnetic Waves, Frequency Domain. Параметры для расчета представлены в таблице.

Таблица. Параметры для расчета в среде COMSOL

Параметр	Значение	Описание
E0	1[V/m]	Напряженность электрического поля
r_pml	2.3e-6 m	Радиус идеально согласованного слоя
t_pml	6.9e-7m	Радиус идеально согласованного слоя
lambda	1000 nm	Начальная длина волны
lambda_min	1000 nm	Начальная длина волны
lambda_max	1100nm	Конечная длина волны
lambda_step	100 nm	Шаг длины волны
sigma_geom	1.6619E-31 m ⁴	Геометрическое сечение
S_in	0.0013272 W/m ²	Коэффициент рассеяния
r0	40 nm	Радиус наночастицы

В данной работе было произведено моделирование наночастиц (наносфера, нанокуб, наностержень), освещаемых плоской волной. Оптические свойства материалов наночастиц и клетки заданы через диэлектрическую проницаемость, относительную проницаемость, удельную электропроводность. На Рис 1 представлены результаты моделирования наночастиц различной формы в вакууме ($\epsilon=1$, $\mu_r=1$, $\sigma=0$ см/м).

На Рис. 2 представлены результаты моделирования наночастиц различной формы в воде (значения $\epsilon=1,76$, $\mu_r=1,000528$, $\sigma=0,001$ см/м соответствуют свойствам воды).

На Рис. 3 представлены результаты моделирования наночастиц различной формы в цитоплазме (значения $\epsilon=1,76$, $\mu_r=1,0509$, $\sigma=0,001$ см/м соответствуют свойствам цитоплазмы).

Среди областей применения наночастиц в лазерной медицине следует выделить их эффективное использование в лазерной гипертермии опухолей. Считается, что минимально инвазивная лазерная термотерапия или гипертермия с использованием лазеров ближнего инфракрасного диапазона весьма перспективны для лечения опухолей с явной локализацией [3].

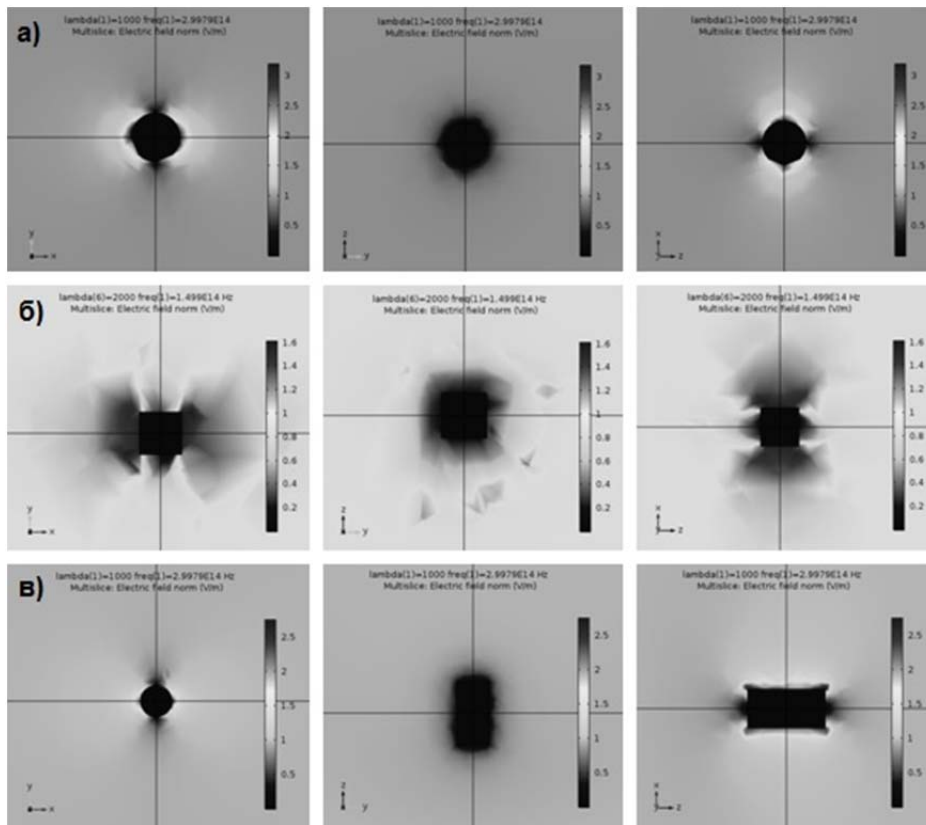


Рис. 1 Распределение модуля нормированного электрического поля золотых наночастиц (а – сфера, б – куб, в – стержень) в вакууме при освещении плоской волной $\lambda=1000$ нм

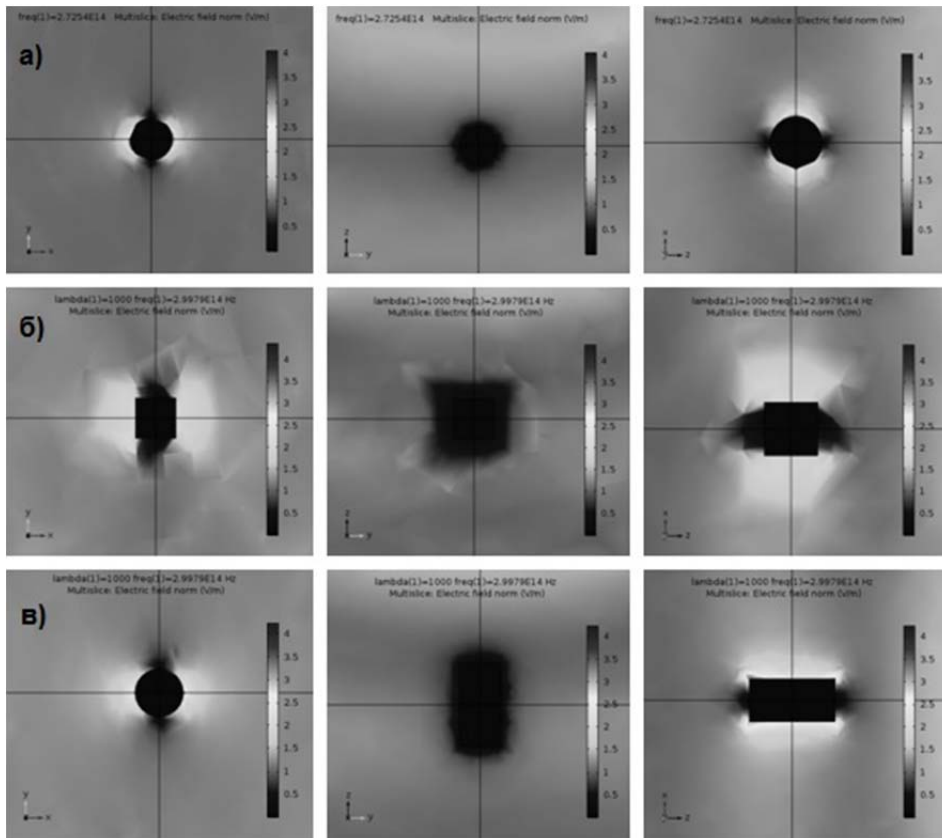


Рис. 2. Распределение модуля нормированного электрического поля золотых наночастиц (а – сфера, б – куб, в – стержень) в воде при освещении плоской волной $\lambda=1000$ нм

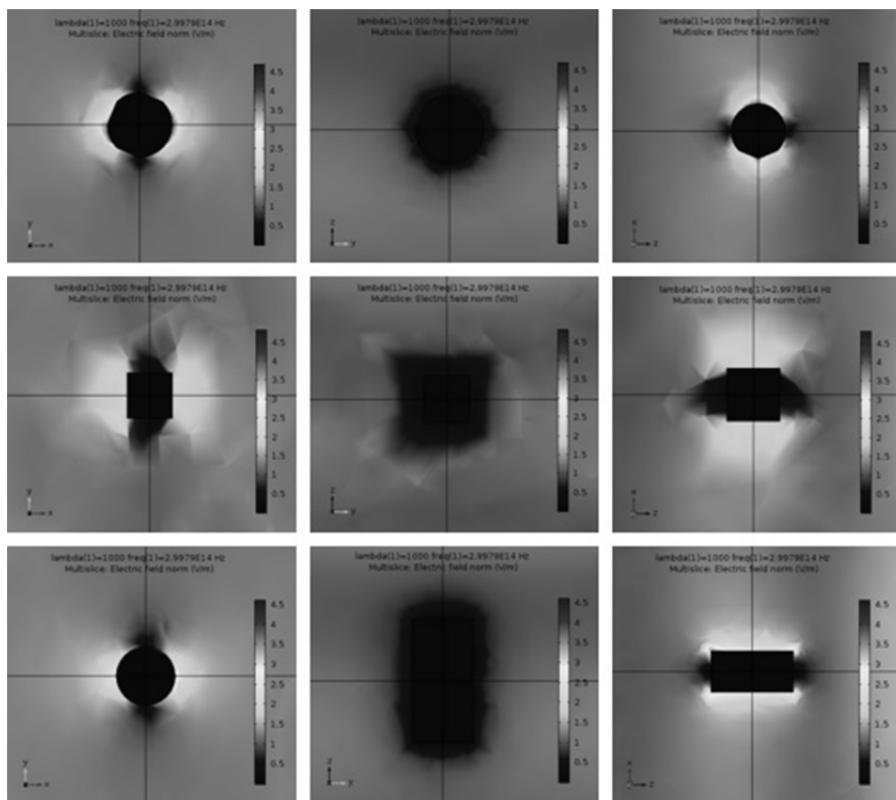


Рис. 3. Распределение модуля нормированного электрического поля золотых наночастиц (а – сфера, б – куб, в – стержень) в цитоплазме при освещении плоской волной $\lambda=1000$ нм

Селективный фототермолиз с наночастицами золота (известный как селективный нанофототермолиз) может обеспечить более локализованное повреждение раковой клетки без повреждения окружающих здоровых клеток из-за незначительной диффузии тепла во время короткого лазерного импульса. Важной задачей является моделирование, направленное на поиск оптимальных структур для достижения максимального поглощения, что имеет решающее значение для терапевтических эффектов ПТ [4].

1. S. Tanev, V.V. Tuchin, P. Paddon, J.J. Dubowski, *Photon-based Nanoscience and Nanobiotechnology*, 97-119, (2006).
2. Y.R. Davletshin, *Ryerson University*, 1-17, 2016.
3. А.И. Омельченко, Вестник Югорского государственного университета, 2, №21, 40-50, (2011).
4. B. Khlebtsov, V. Zharov, A. Melnikov, V. Tuchin, N. Khlebtsov, *Nanotechnology*, 17, 5167–5179, (2006).

СИНГЛЕТ-СИНГЛЕТНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ С ТРИПТОФАНИЛА БЕЛКОВ НА ПАУ

Плотникова О.А., Мельников А.Г., Коваленко А.В., Мельников Г.В.

Саратовский государственный технический университет
имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия

Исследован синглет-синглетный перенос энергии между донором - триптофанилом белков САЧ, БСА и акцептором - люминесцентными зондами – ПАУ. Определены критический радиус, радиус переноса энергии и эффективность переноса.

В данной работе исследованы процессы взаимодействия флуорена, фенантрена, пирена и антрацена, принадлежащих к классу полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), с бычьим сывороточным альбумином (БСА) и сывороточным альбумином человека (САЧ) по данным тушения собственной флуоресценции белка и спектральным характеристикам люминесцентных зондов - молекул ПАУ, связанных с белками.

Установлено, что интенсивность собственной флуоресценции САЧ тушится более эффективно, чем БСА, при тех же концентрациях тушителя - ПАУ. Это объясняется разностью структуры данных белков, а именно наличием в БСА двух остатков триптофановой кислоты. При изучении влияния на интенсивность флуоресценции белков ПАУ нами учтены эффекты внутреннего фильтра, вклад которых может также способствовать снижению интенсивности флуоресценции белков. В связи с этим нами проводилась коррекция спектров флуоресценции с учетом эффекта внутреннего фильтра. Кроме того, для уменьшения вклада эффекта внутреннего фильтра в регистрируемую интенсивность флуоресценции белков был выбран соответствующий диапазон концентраций ПАУ (до $5 \cdot 10^{-6}$ М, включительно), при котором вклад данного эффекта был минимален. Анализ спектров и зависимостей максимума спектров флуоресценции белков от концентрации ПАУ позволил сделать вывод о доступности триптофановых остатков для ПАУ.

Обнаруженные изменения в спектрах поглощения белков при добавлении в раствор ПАУ концентрацией более $5 \cdot 10^{-6}$ М позволили предположить образование нефлуоресцирующих комплексов в основном состоянии ПАУ с молекулой белка и, следовательно, о возможном статическом тушении возбужденных состояний флуорофоров белка – триптофанилов.

Уменьшение интенсивности флуоресценции белка при добавлении в раствор ПАУ может быть связано с безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения молекул от донора (триптофанила) к акцептору (ПАУ). Данное явление возможно, поскольку спектр поглощения акцептора перекрывает спектр излучения донора.

Сравнение индекса полярности пирена, то есть отношение его первого пика флуоресценции к третьему I_1/I_3 в буферном растворе, где I_1/I_3 составляет 1.6, с его значением в белках, где I_1/I_3 находится вблизи 1.2, свидетельствует о следующем. При введении гидрофобного люминесцентного зонда пирена в белковые среды полярность микроокружения его молекул уменьшается по сравнению с буферным раствором, то есть молекула пирена стремится перейти из водной фазы в менее полярную белковую и находится там в более жестком закреплении, что уменьшает вероятность безызлучательной дезактивации энергии электронного излучения молекул. Кроме того, экспериментально выявлено, что увеличение концентрации пирена в белковых растворах не способствует значительному изменению индекса полярности, что может свидетельствовать об отсутствии структурных изменений макромолекул белков при добавлении ПАУ в изученном диапазоне концентраций.

Выявлено уменьшение интенсивности собственной флуоресценции белков при добавлении в растворы ПАУ. Указанное явление является следствием образования нефлуоресцирующих комплексов в основном состоянии между триптофановыми остатками белка и ПАУ, а также следствием процесса переноса энергии электронного возбуждения молекул от донора (остатка триптофанила в белках) к акцептору (ПАУ).

Исходя из предположения статического варианта тушения, были сделаны количественные оценки взаимодействия белков с ПАУ. Определены характеристики связывания ПАУ с белком. Применение люминесцентных зондов позволяет получить дополнительную информацию о взаимодействии ПАУ с белковыми макромолекулами, а по индексу полярности пирена определить полярность микроокружения его молекул при введении в белки. В результате исследований можно сделать вывод об отсутствии значительных структурных изменений белковых макромолекул под действием изученных концентраций ПАУ.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДНК МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Гусев В. А.^{*,**}, Азаров И. А.^{**,***}, Князев Б. А.^{*,**}, Чопорова Ю. Ю.^{*,**},
Швец В. А.^{**,***}

*Институт Ядерной Физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

**Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

***Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, Новосибирск,
Россия

Изучение гиротропных свойств биологических молекул имеет большое значение для диагностики онкологических заболеваний. В настоящей работе на Новосибирском лазере на свободных электронах методом эллипсометрии измерена оптическая активность и определены оптические константы водного и спиртового растворов ДНК.

Химические свойства и функции сложных биополимеров, таких как ДНК и белки, влияющих на функционирование клетки, зависят от их пространственной структуры – так называемой конформации [1]. Как известно, ДНК представлена в трех видах форм: правые спирали А- и В-форма, а также неканоническая левая спираль Z-форма. Существует множество методов исследования молекулярной структуры ДНК. К ним относятся электронная микроскопия, рентгеноструктурный анализ, атомно-силовая микроскопия и т. д. Они позволяют выявить строение молекулы, но не все они дают информацию о пространственной структуре соединения. В этом случае мощным инструментом исследования является метод терагерцовой эллипсометрии [2]. В то время как видимый свет и ультрафиолет позволяют исследовать оптические свойства атомов химических элементов и небольшие их группы, в инфракрасном диапазоне можно различать отдельные функциональные группы. Благодаря большой длине волны излучения терагерцового диапазона, можно зондировать отдельные молекулы и находить их интегральные характеристики в растворе [1].

В данной работе для исследования оптических свойств ДНК в В-форме использовался метод эллипсометрии. Метод основан на измерении состояния поляризации электромагнитной волны после отражения от образца. В качестве источника ТГц излучения был использован Новосибирский лазер на свободных электронах. Эллипсометр устроен по классической фотометрической схеме [3]: поляризатор – образец – вращающийся анализатор (Рис. 1).

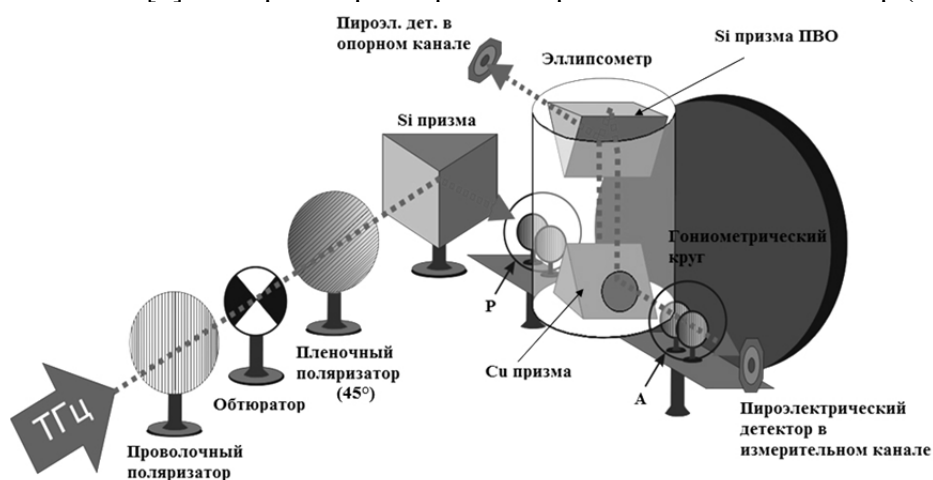


Рис. 1. Терагерцовый эллипсометр. Оптическая схема

Поскольку вещества исследуются в виде водных растворов, а вода, как известно, обладает большим коэффициентом поглощения практически во всем ТГц диапазоне, в работе был применен метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Исследуемый объект располагался в кювете на поверхности кремниевой призмы НПВО. В качестве объектов были

выбраны растворы ДНК в двух растворителях: в воде и 25% спирте. Оптические константы растворов были вычислены путем решения обратной задачи из экспериментальной зависимости интенсивности от азимутального положения анализатора.

По полученным данным (Рис. 2) можно заметить, что эллипсометрические параметры для спирта и раствора ДНК в спирте различны, в то время как для воды и водного раствора ДНК они практически равны. Дальнейшие измерения позволят выяснить наличие или отсутствие гиротропии у молекул ДНК.

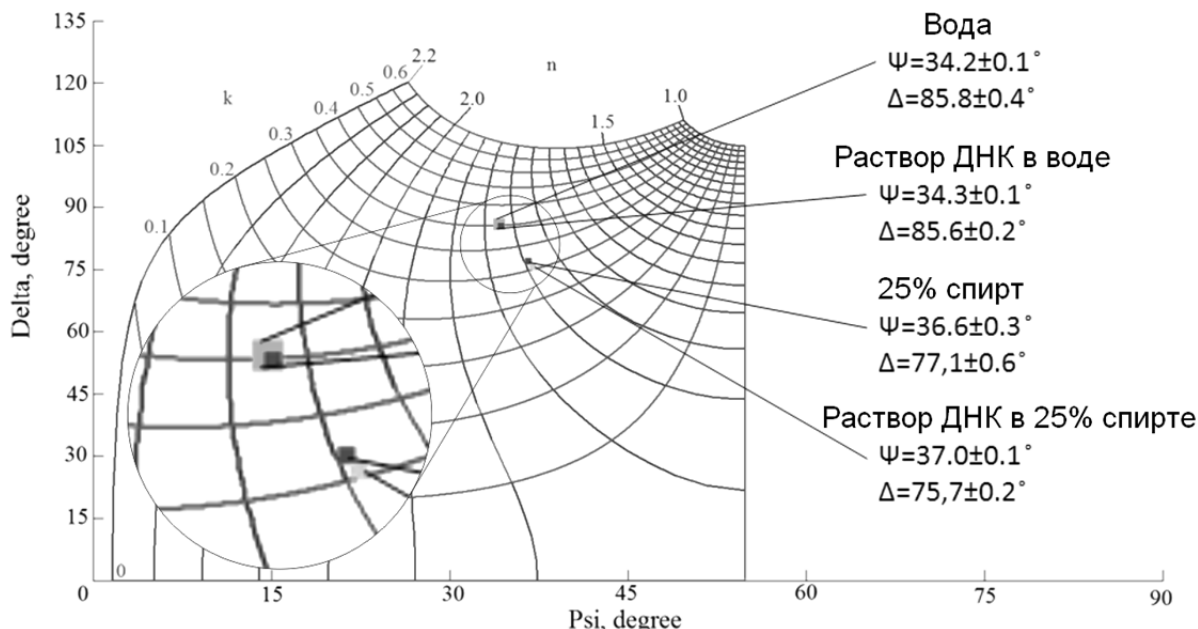


Рис. 2. Номограмма результатов измерений показателя преломления n и поглощения k для четырех образцов. На оси абсцисс эллипсометрический параметр Ψ , характеризующий отношение амплитуд p и s компонент падающей и отраженной волн; на оси ординат – Δ , показывающий сдвиг фаз между соответствующими компонентами. Размер точек соответствует экспериментальной погрешности

Канал для транспортировки излучения НЛСЭ на рабочую станцию спроектирован и изготовлен при поддержке гранта РФФ №14-50-00080.

1. A. Semenova, V. Vaks, *Journal of Physics: Conference Series*, **735**, (2016), 012033.
2. T. Nagashima, M. Hanyo, *Applied Physics Letters* **79** (24), 3917 (2001).
3. I. A. Azarov, V. A. Shvets, V. Yu. Prokopiev, S. A. Dulin, S. V. Rykhlytskii, Yu. Yu. Choporova, B. A. Knyazev, V. N. Kruchinin, M. V. Kruchinina, *Instruments and Experimental Techniques*, **58** (3), 381-388 (2015).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИНАМИКИ СПЕКЛОВ В ПЛОСКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ КУЛЬТИВИРОВАННЫХ КЛЕТОК

Михайлова Ю.А.***, Владимиров А.П.***, Бахарев А.А.**,

Якин Д.И.*, Алимов А.В.**

*ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет им. первого Президента
России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия

**ФБУН «Екатеринбургский научно-исследовательский институт вирусных
инфекций» Роспотребнадзора, Екатеринбург, Россия

Изучены закономерности динамики спеклов в плоскости изображения клеток. Обнаружено хорошее согласие теории и эксперимента, определены параметры динамики спеклов, характеризующие активность клеток.

Спеклы (англ. *speckle* – крапинка, пятнышко) – случайная интерференционная картина, которая образуется при взаимной интерференции многих когерентных волн, имеющих случайные сдвиги фаз. При освещении лазерным излучением живых объектов вследствие изменения во времени амплитуд и фаз рассеянных волн картина спеклов меняется – наблюдается динамика спеклов [1]. Целью работы является установление закономерностей динамики спеклов в плоскости изображения моно слоя культивированных клеток – клеток непосредственно после разморозки и с нормализованной физиологической активностью.

Теория динамической спекл-интерферометрии тонких биологических объектов была опубликована в работе [2]. Получены выражения для средней по времени интенсивности (формула 1) и для нормированной временной автокорреляционной функции интенсивности излучения (формула 2):

$$\tilde{I}(\bar{q}) = \tilde{I}_1 + \tilde{I}_2 e^{-\frac{k^2 \sigma^2}{2}} \cos(k\mu + \alpha), \quad (1)$$

$$\eta_{1,2}(t_1, t_2) = \cos[\langle x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle] \cdot e^{-\frac{1}{2}k_{11} - \frac{1}{2}k_{22} + k_{12}}, \quad (2)$$

где μ – среднее по области диаметром a_s и времени оптическая разность хода пар волн Δu_k , σ^2 – дисперсия Δu_k , $x = k\mu$, $\tilde{I}_1, \tilde{I}_2, \alpha = const$, угловые скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по ансамблю объектов, x_1, x_2 – значения x в моменты времени t_1 и t_2 ; k_{11}, k_{22} – дисперсии величины x в моменты времени t_1 и t_2 ; k_{12} – временная автокорреляционная функция величины x .

Если процесс изменения фаз волн стационарный, то вместо формулы (2) имеем (формула 3):

$$\eta(\tau) = e^{-k_{11} + k_{11}\rho_{12}(\tau)}, \quad (3)$$

где $\rho_{12}(\tau)$ – нормированная автокорреляционная функция разности фаз пар волн, $\tau = t_2 - t_1$. Из формулы (3) вытекает, что при $\tau \rightarrow \infty$, $\eta^* = e^{-k_{11}}$, где $\sigma_u = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{k_{11}}$. Таким образом, по значению выхода автокорреляционной функции на постоянный уровень η^* можно найти среднеквадратическое отклонение σ_u величин Δu_k от среднего значения. Данную величину (σ_u) использовали в качестве параметра, характеризующего активность клеток.

Экспериментально обнаружено, что зависимость величины η от времени в плоскости изображения фрагмента моно слоя, содержащего большое число клеток, хорошо согласуется с формулой (3) теории: на Рис. 1 пунктирной линией показана теоретическая зависимость. Типичные значения величины σ_u , найденные по постоянным уровням, составляют порядка 14 нм.

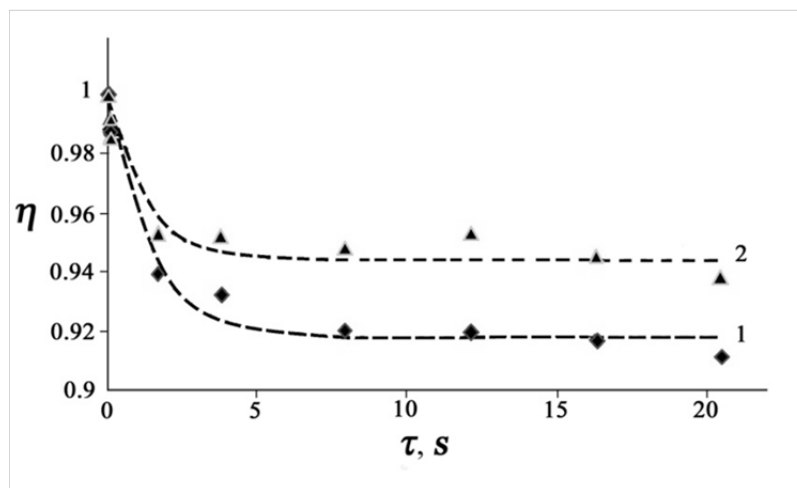


Рис. 1. Зависимости η от времени для клеток в питательном растворе (1) и для питательного раствора (2)

Аналогичные зависимости наблюдаются и при исследовании клеток непосредственно после их разморозки (Рис. 2). Типичная спекловая картина размороженных клеток приведена на Рис. 3 [3].

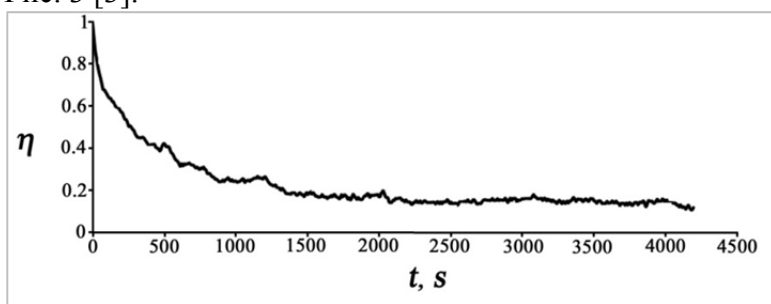


Рис. 2. Зависимость η от времени для клеток непосредственно после разморозки

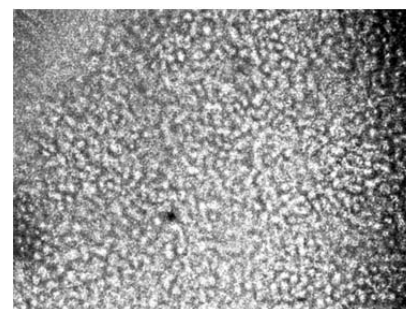


Рис. 3. Картина спеклов размороженных клеток линии L41

Выход на постоянный уровень соответствует стационарности процессов. Стационарность процесса была также проверена построением зависимостей параметра η от времени в разные моменты времени.

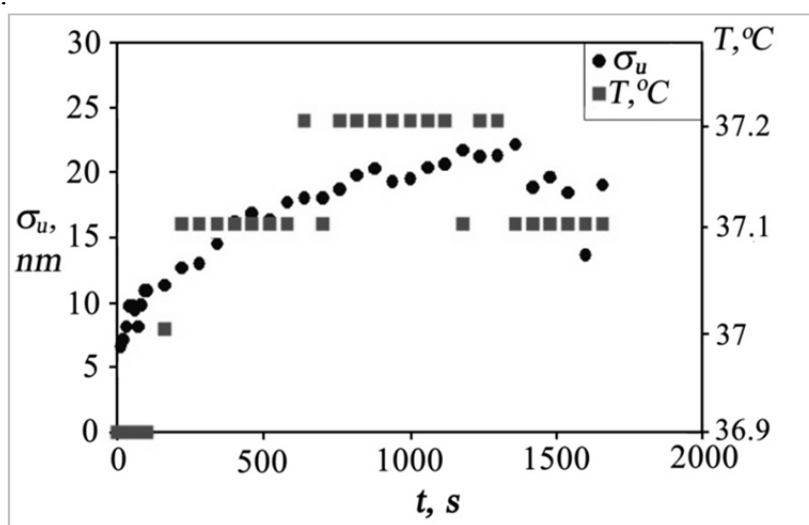


Рис. 4. Зависимости вариаций оптической разности хода (■) и температуры (●) от времени в пределах одного градуса температуры

Также с помощью метода динамической спекл-интерферометрии были проведены эксперименты по исследованию реакции клеточных культур на изменение температуры от 26 до 37 °C [4]. Значительные флуктуации величины σ_u в пространстве и во времени наблюдались

при увеличении температуры со скоростью 0,19 °С/мин. в течение часа. Однако, при стабилизации температуры в течение 30 минут флуктуации параметра σ_u практически прекращаются и наблюдается хорошая корреляция между данным параметром и температурой (Рис. 4).

Поскольку известно, что активность клеток зависит от температуры, то это является доказательством нашего утверждения, что параметр σ_u можно использовать для оценки активности клеток.

Ранее изучены особенности динамики спеклов, проявляющиеся при заражении культивированных клеток линий L41, Vero и ЛЭЧ-3 вирусом простого герпеса ВПГ-1 [5]. На Рис. 5 видно, что зависимости коэффициента корреляции спекловых изображений от времени существенно различаются для клеток с вирусом и клеток без вируса.

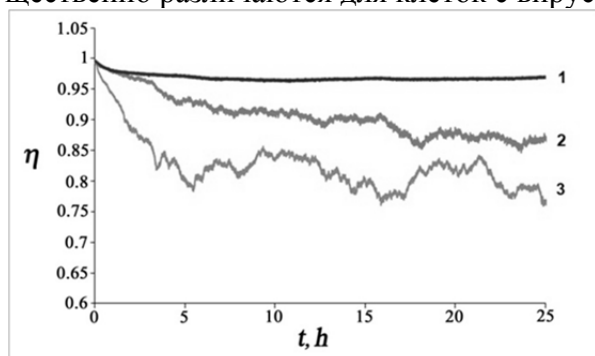


Рис. 5. Зависимость $\eta(t)$ для клеточной культуры Vero: 1 – питательный раствор, 2 – клетки в питательном растворе, 3 – клетки с вирусом ВПГ-1

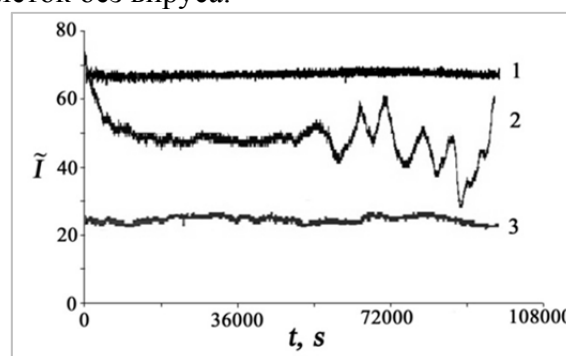


Рис. 6. Типичная зависимость $\tilde{I}(t)$ для клеток ЛЭЧ-3: 1 - питательная среда, 2 - клетки с вирусом, 3 - клетки без вируса

Графики зависимости средней по времени интенсивности, представленные на Рис. 6, также различаются для клеток с вирусом и без вируса, а также отражают этапы развития ВПГ-1 в клетке: в первые 3 ч значение \tilde{I} значительно уменьшается до определенного уровня (время, необходимое для проникновения вирусного материала в клетку, а затем в ее ядро); в период 3-8 ч происходят относительно слабые флуктуации значения \tilde{I} (клетка вырабатывает белки, необходимые для синтеза вирусной ДНК); после 8 ч появляются относительно сильные квазипериодические вариации значения \tilde{I} (время роста капсул с вирусом).

Анализ практического применения на основе полученных данных показал, что наличие вируса в клетках с помощью данного метода можно определить через 10 минут после начала эксперимента.

Направлением дальнейших исследований является использование метода для быстрой оценки реакции клеток на токсические вещества, оперативного подбора антибактериальных и противовирусных лекарств.

1. H.J. Rabal, Jr.R.A. Braga, *CRC Press*, (2008).
2. А.П. Владимиров, *Известия вузов. Радиофизика*, **57**, №8-9, 632–645, (2014).
3. А.Р. Vladimirov, J.A. Mikhailova, A.A. Baharev, A.S. Malygin, I.A. Novosyolova, D.I. Yakin, *Proc. SPIE*, **9660**, 1–9, (2015).
4. Ю.А. Михайлова, А.П. Владимиров, А.А. Бахарев, А.Г. Сергеев, И.А. Новоселова, Д.И. Якин, *Российский журнал биомеханики*, **21**, №1, 64-73, (2017).
5. А.П. Владимиров, А.С. Малыгин, Ю.А. Михайлова, А.А. Бахарев, А.П. Порываева, *Медицинская техника*, №4, 8-10, (2014).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ БИОХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ГОМЕОСТАЗА БИОЖИДКОСТЕЙ ОРГАНИЗМА

Шамина Л.А., Братченко И.А., Артемьев Д.Н., Мякинин О.О., Морятов А.А.*, Каганов О.И.*, Орлов А.Е.**, Козлов С.В.*, Захаров В.П.

Самарский университет, Самара, Россия

*Самарский государственный медицинский университет, Самара, Россия

**Самарский областной клинический онкологический диспансер, Самара, Россия

В работе проведено исследование спектральных особенностей крови и урины с помощью Рамановской спектроскопии и автофлуоресцентного анализа и сравнение полученных спектральных характеристик биожидкости с результатами биохимического анализа.

Патологическое состояние организма провоцирует изменение гомеостаза биожидкостей, поэтому можно использовать анализ компонентного состава урины, крови, слюны и других биожидкостей для выявления таких патологий, как например рак [1]. На сегодняшний день в лабораторной диагностике используется совокупность биохимических методов анализа биожидкостей, направленных на выявление патологического процесса [2]. Альтернативой уже существующим методам лабораторного анализа могут стать оптические методы анализа биожидкостей. Методы Рамановской спектроскопии (РС) и автофлуоресцентного (АФ) анализа позволяют обнаружить изменения гомеостаза биожидкостей организма на молекулярном уровне и успешно применяются в различных областях клинической медицины [3]. Поэтому целью настоящей работы является исследование спектральных особенностей крови и урины пациентов с онкопатологиями для установления критериев, позволяющих судить об изменении гомеостаза и наличии онкопатологий.

Для исследования биожидкостей с помощью РС и АФ спектры регистрировались высокоразрешающим цифровым спектрометром Shamrock SR-500i-c D1-R и оцифровывались с использованием охлаждаемой до -65°C цифровой камеры DU416A-LDC-DD фирмы ANDOR. Возбуждение регистрируемых спектров производилось излучением лазерного модуля LuxxMaster Raman Voxх фирмы PD-LD (центральная длина волны 785 нм). Фокусировка зондирующего излучения, захват и фильтрация сигнала осуществлялись с использованием Рамановского пробника RPB785 фирмы InPhotonics. Первым шагом нашего исследования являлось сравнение полученных спектральных характеристик биожидкости со спектральными полосами, соответствующими показателям, входящих в стандартный биохимический анализ. Кроме того, проведен анализ корреляции спектральных характеристик биожидкостей и результатов биохимических исследований, что позволяет расширить описание вклада различных соединений в наблюдаемые спектральные полосы.

Выделенные особенности спектров АФ и РС могут являться основой метода диагностики патологий организма и стать альтернативой имеющимся подходам к диагностике патологических состояний с применением лабораторных методов анализа биожидкостей.

1. C. Peedell, *Concise Clinical Oncology*, **1**, 395, (2005).
2. D. Glick, *Methods of Biochemical Analysis*, **1**, 540, (2009).
3. V. Tuchin, *Handbook of Optical Biomedical Diagnostics*, **1**, №1, 1410, (2002).

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТРОЙСТВА ДЛЯ ВИДЕОКОНТРОЛЯ И ИДЕНТИФИКАЦИИ ЭПИДУРАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА

Гнездилова М.С. Латыев С.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлена схема макета устройства для идентификации расположения торца иглы в биологических тканях с помощью видеоконтроля в режиме реального времени. Результаты работы позволяют усовершенствовать устройство для проведения эпидуральной анестезии.

Введение. В современном мире для поддержания качества жизни человека на должном уровне, особенно важно уделять внимание развитию медицины. С появлением новых технологий, современный человек получает все более точную, прицельно действующую на причину заболевания, и все менее инвазивную медицинскую помощь. Одним из направлений современной конструкторской деятельности в области разработки медицинских приборов является создание эндоскопических приборов и методов исследования организма человека. Особое внимание при разработке данных приборов уделяют вопросу осуществления видеоконтроля при проведении процедуры эпидуральной анестезии.

Эпидуральная анестезия – это метод введения обезболивающего вещества (анальгетика) в эпидуральное пространство позвоночника, за счет чего достигается блокирование передачи нервного импульса, что приводит к обезболиванию.

Эпидуральное пространство располагается снаружи твердой мозговой оболочки вдоль всего позвоночника, сообщаясь через парные межпозвонковые отверстия с паравerteбральными клетчатыми пространствами (Рис. 1.). [1]

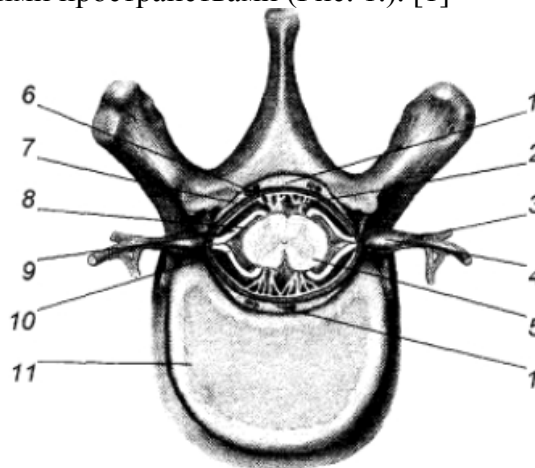


Рис. 1. Изображение эпидурального пространства.

1 - эпидуральное пространство, 2 - субарахноидальное пространство, 3 - спинальный нерв, 4 - ганглий заднего корешка, 5 - спинной мозг, 6 – твердая мозговая оболочка, 7 - паукообразная мозговая оболочка, 8- мягкая мозговая оболочка, 9 - задний корешок, 10 - передний корешок, 11 - кость позвонка

Для проведения эпидуральной анестезии, в основном, не используют никакой вспомогательной технической аппаратуры, и анестезиолог производит операцию обезболивания «на ощупь». На данный момент идентификация эпидурального пространства осуществляется с использованием метода потери сопротивления или метода «висячей капли».

Метод «потери сопротивления» является наиболее распространенным способом идентификации эпидурального пространства. Его принцип заключается в том, что при введении иглы через кожу в межостистую связку ощущается врачом как значительное сопротивление. При попадании иглы в эпидуральное пространство сопротивление снижается и можно легко подать поршень шприца вперед.

При использовании метода «висячей капли» иглу вводят в межостистую связку, после этого извлекается мандрен. К павильону иглы подвешивают каплю жидкости (чаще всего

изотонического раствора хлорида натрия). При дальнейшем продвижении иглы через плотные связки, капля не смещается. После пункции желтой связки, торец иглы входит в эпидуральное пространство. Из-за влияния отрицательного давления «висячая капля» исчезает в просвете иглы. Однако, если игла будет закупорена, то капля не будет исчезать, и иглу будут подавать дальше, пока истечение цереброспинальной жидкости не засвидетельствует перфорацию твердой мозговой оболочки. Данная методика применяется только очень квалифицированными анестезиологами.

Недостатками данных методов анестезии является сложность манипуляций, так как они не позволяют достоверно верифицировать торец иглы в биологических тканях. Впоследствии этого могут возникнуть ряд осложнений, наиболее частым является пункция твердой мозговой оболочки, прокол дурального мешка и попадание в спинномозговое пространство большой дозы местного анестетика с последующим развитием тотального спинального блока, сопровождающегося гипотензией, нарушением дыхания, остановка сердечной деятельности. Ввиду изложенных проблем, одним из актуальных вопросов является разработка средств идентификации биологических тканей при проведении подобных операций.

Разработка устройства для идентификации эпидурального пространства. Разработанные ранее приборы, которые позволяют идентифицировать эпидуральное пространство [2] позволяют облегчить операцию введения иглы в пациента. Однако проведенные исследования показали, что они обладают рядом недостатков.

В данной работе был разработан и исследован макет устройства, за основу которого была взята уже существующая схема волоконно-оптического прибора для наблюдения труднодоступных мест [3].

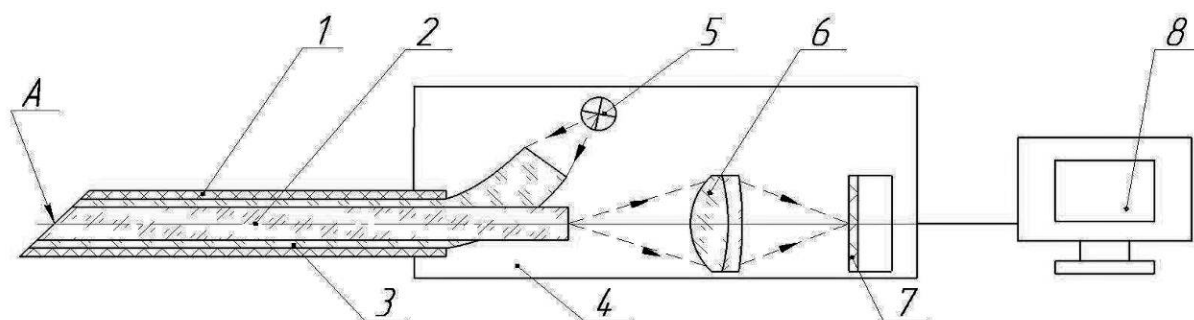


Рис. 2. Функциональная схема разрабатываемого устройства

1 – игла для проведения эпидуральной пункции; 2-3 – оптоволоконный жгут, 5 – источник излучения, 6 – объектив, 7 – ПЗС-матрица камеры, 8 – экран монитора

Конструкция макета (Рис. 2) и принцип работы заключается в следующем: в просвет медицинской иглы (1) вставляют оптоволоконный жгут, который содержит регулярно уложенную внутреннюю часть волокон (2) для проецирования на матрицу изображения и наружную, периферийную часть (3) для освещения рассматриваемого участка. Световой поток, проходящий через наружную часть позволяет равномерно осветить препарат и торец иглы (А). При установке световода его полированный торец (А) должен строго совместиться с косым торцом иглы для пункции. После чего противоположным (тыльным) торцом иглу устанавливают в корпус устройства (4). Далее, игла с подключенным устройством вводится в организм пациента. USB-камера, снимает изображение с торца световода, и передает его на экран монитора. По достижению эпидурального пространства, о чем анестезиолог может судить по характеру изображения полученном на мониторе, корпус устройства (4) отсоединяют от иглы, одноразовый световод извлекается и утилизируется, а в иглу вставляется катетер, или шприц, для непосредственного проведения эпидуральной анестезии.

Преимуществом данной схемы макета является исключение отражения света от торца световода и уменьшение рассеивания света, которые присутствуют в существующих устройствах. Данное обстоятельство позволяет устранить негативное влияние подсветки и исключить множество аберраций, тем самым улучшить качество изображения (которое наблюдается во время работы). Предложенная компоновка и выбранные компоненты

позволяют создать макет небольших габаритов. Это позволит в дальнейшем разработать компактное, легкое и эргономичное устройство.

При создании нового макета (схема которого представлена на Рис. 2) в качестве передачи изображения и освещения был использован оптоволоконный жгут диаметром 0,85 мм. Центральная часть (2) состоит из единичных волокон, диаметр каждого из которых 8,4 мкм, а суммарный размер центральной жилы составляет 0,7 мм. Наружная часть (3) также состоит из одиночных волокон, диаметр которых 20 мкм каждое. Освещение осуществлялось с помощью светодиода белого света (4300К) со световым потоком 40 лм. Для построения изображения на ПЗС-матрице использовался микрообъектив с линейным увеличением 10х. В качестве приемника изображения была выбрана USB-камера с разрешением 0,3 Мп.

В качестве объекта к торцу световода (А) был приложен тест-объект в виде сетки с размером ячейки 100х100 мкм. Изображение тест-объекта, полученное при помощи разработанного устройства, представлено на Рис. 3. В ходе дальнейших экспериментов были использованы различные органические препараты, в которые производили утапливание кончика иглы. Полученные изображения позволяли распознать структурные составляющие препаратов.

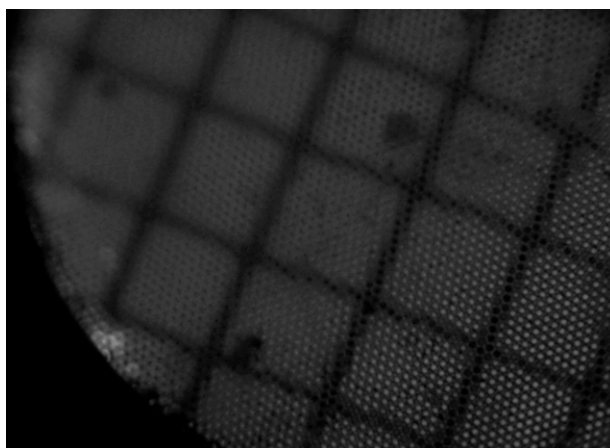


Рис. 3. Изображение тест-объекта

Заключение. В ходе данной работы был разработан макет устройства для видеоконтроля и идентификации эпидурального пространства. Предложенная разработка позволяет создать эффективный инструмент для проведения региональной анестезии со снижением риска неудачи и сокращением операционного времени. Исходя из полученных экспериментальных результатов, можно сделать вывод о перспективности и надежности данной схемы при разработке малоинвазивного инструмента с использованием оптико-электронных средств.

1. В.В. Суслов, А.А. Хижняк, О.А. Тарабрин, У.А. Фесенко, В.С. Фесенко, *Эпидуральная анестезия и аналгезия: руководство для врачей*, 256, (2011).
2. С.М. Латыев, *Оптический журнал*, **78**, №1, 83-87, (2011).
3. В.Б. Вейенберг, Д.К. Саттаров, *Оптика световодов*, №2 перераб и доп., 320, (1977).

CONTROLLING PENETRATION DEPTH OF THE THZ RADIATION IN BIOLOGICAL TISSUES BY HYPEROSMOTIC AGENTS

I.S. Goryachev¹, E.L. Odlyanitskiy¹, A.N. Tcypkin¹, Ya.G. Toropova²,
M.S.Kulya, I.J. Schelkanova¹, O.A. Smolyanskaya¹, V.V. Tuchin^{4,5}

¹ ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

² Federal Almazov North-West Medical Research Center, IEM, Saint-Petersburg,
Russia

³ Bordeaux University, IMS Laboratory, Bordeaux, France

⁴ Saratov National Research State University, Saratov, Russia

Introduction

Sensitivity of terahertz (THz) radiation to water has instigated the development of the THz spectroscopy method and its application towards biological samples. The idea of using tissue dehydration as an additional marker of tissue malignancy is growing. The aim of this research is to develop new methods of the THz spectroscopy via control of the complex index of refraction in an animal skin model. Experimental results on the THz radiation penetration depth inside a layered rat skin model were obtained via application of hyperosmotic agents of various concentrations. The diffusion rate of the agents and water in the animal skin in vitro was also monitored.

Materials and method

A portion of the skin from the back of the laboratory mice was obtained after the animals were subjected to the isoflurane anesthesia. Animals' weight was 270-290g. Glycerol was used as dehydration agents. The glycerol was dissolved in the saline to obtain 30%, 50%, 70% and 100% concentrations. The measurements of lipid, free and bound water composition of each sample were done with EchoMRI500 (Echo Medical Systems' EchoMRI™ Whole Body Composition Analyzer, US). The terahertz time-domain spectroscopy was applied in the transmittance mode using a home-made system developed in the ITMO University (Russia). Characteristics of the emitted terahertz radiation are the following: the frequency range from 0.1 to 2.5 THz, average power of 0.3 μ W and pulse duration of 2.7 ps.

Conclusion

Increased transmittance of the mouse skin samples for the THz radiation in the 0.1–1.3 THz range was found at action of the hyperosmotic agent. Various concentrations of glycerol in solutions (30%, 50%, 70%, and 100%) were used. The measured kinetics of THz transmittance controlled by impregnation of skin samples by hyperosmotic agent together with independent measurements of free / bound and total water content will further advance our understanding of the mechanism of free-to-bound water exchange which is important for cancer diagnostics.

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ ПОЧКИ

Лыкина А.А., Артемьев Д.Н., Братченко И.А.

Самарский университет, Самара, Россия

Данная работа посвящена исследованию спектральных свойств здоровых биологических тканей почки и их патологических изменений. Для выявления спектральных особенностей применялась экспериментальная установка, которая обеспечивала регистрацию рамановского рассеяния и автофлуоресценции в ближней инфракрасной области. Регистрируемые сигналы анализировались методом проекций на латентные структуры.

Онкопатологии человека являются значительным риском для жизни и здоровья человека. Для исследования патологических процессов в биологических тканях используют гистологический анализ, который основывается на изучении строения, жизнедеятельности и развития тканей живых организмов на клеточном уровне. В современных исследованиях биологических тканей применяются спектральные методы, основанные на измерении оптических свойств веществ. Одним из наиболее перспективных методов является рамановская спектроскопия [1,2]. Целью данной работы является применение рамановской спектроскопии для выявления патологических изменений биологических тканях. В качестве исследуемого материала используется биологические ткани почек свиньи и человека.

Для регистрации спектров комбинационного рассеяния применяли измерительную систему в состав которой входят узкополосный источник возбуждения – лазер LML-785.0RB-04 (мощность излучения на выходе из пробника 200 мВт, длина волны излучения 785 нм), оптический модуль фильтрации (RPB785 фирмы InPhotonics) и регистрирующий приемник – спектрограф Sharmrock SR-500i с интегрированной камерой ANDOR DV-420A-OE, матрица которой захлаживается до -70°C , обеспечивающий регистрацию оптических сигналов низкой интенсивности.

В эксперименте проводили исследование биологических тканей почек свиньи и человека. Выполнялась последовательная запись трех спектров для каждого образца. Полное время регистрации рамановских спектров составляло 3 минуты.

Для рассмотрения «чистых» рамановских спектров, то есть без учета вклада автофлуоресценции, использовались методы ассиметричных частичных квадратов и полиномиальная аппроксимация. Для анализа полученных данных, выявления наиболее информативных, использовался регрессионный анализ (метод проекций на латентные структуры) [3].

В данной работе проводилась регистрация рамановских спектров почки свиньи и человека. Были проведены модельные эксперименты с почкой свиньи для анализа спектральных различий между «свежим» и заформалиненным образцами. Затем были исследованы ткани почки человека с патологическими изменениями. Проведенный анализ рамановских спектров при помощи метода проекций на латентные структуры показал свою эффективность для выделения спектральных особенностей между различными типами тканей.

1. A. Nijssen, S. Koljenovic, T. Bakker Schut, P.T. Caspers, *J Biophotonics*, **2**, 29-36, (2009).
2. N. Huang, M. Short, J. Zhao, H. Zeng, *Optic Express*, **7**, 22892-22909, (2011).
3. S. Wold, M. Sjostrom, L. Eriksson, *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems*, **58**, 109-130, (2001).

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ КОЛЛАГЕНОСОДЕРЖАЩИХ ТКАНЕЙ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО КАРТОГРАФИРОВАНИЯ И ОКТ

Швачкина М.Е., Правдин А.Б., Яковлев Д.Д., Яковлев Д.А.

Саратовский национальный исследовательский государственный университет
имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Предлагается эффективная методика оценки характеристик двулучепреломления коллагеносодержащих тканей в условиях оптического иммерсионного просветления, использующая поляризационное картографирование и оптическую когерентную томографию.

При изучении анатомии, биомеханики и аномальных состояний таких тканей, как дерма, склера, сухожилие и хрящ, принципиально важна информация об ориентационной упорядоченности коллагеновых волокон в ткани и ее пространственной вариации. Для характеристики архитектуры коллагеносодержащих тканей на макро- и мезоуровнях и построения карт ориентации коллагеновых волокон в настоящее время используются рентгеноструктурные методы, многофотонная, микроскопия, оптические дифракционные методы и поляризационная микроскопия [1, 2]. Среди преимуществ, предоставляемых методами поляризационной микроскопии, отмечают широкое поле захвата данных, хорошее разрешение [1] и возможность исследования толстых несекционированных образцов ткани (толщиной до 2 мм) [2]. При поляризационном картографировании информация о структуре ткани извлекается посредством анализа проявлений двулучепреломления коллагеновых волокон. В частности, по величине эффективного коэффициента двулучепреломления ткани в определенных условиях может быть определен параметр ориентационного порядка волокон. Достаточный для картографирования уровень прозрачности толстых образцов может быть достигнут посредством оптического иммерсионного просветления. В процессе взаимодействия ткани с иммерсионной жидкостью (ИЖ) обычно происходят существенные изменения размера образцов (в результате обезвоживания или набухания) и степени двулучепреломления коллагеновых волокон. Поэтому использование техники оптического иммерсионного просветления требует знания кинетики взаимодействия используемой ИЖ с тканью, наличия априорных оценок удельного коэффициента двулучепреломления коллагеновых волокон при импрегнировании данной ИЖ и постоянного контроля размера и формы образцов. В настоящей работе предлагается методика комплексной оптической характеристики биотканей с использованием методов мультиспектрального трансмиссионного микроскопического поляризационного картографирования [2] и оптической когерентной томографии (ОКТ). В рамках данной методики ОКТ используется для контроля геометрии образца в ходе эксперимента.

Особенности и возможности этой методики представляются на примере задачи оценки эффективного показателя двулучепреломления сухожилия при иммерсионном оптическом просветлении в растворе глицерина. Сухожилие характеризуется очень высоким содержанием коллагена и высокой степенью ориентационной упорядоченности коллагеновых волокон. Поэтому экспериментальные значения эффективного показателя двулучепреломления, $\langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle$, могут быть использованы для расчета удельного коэффициента двулучепреломления коллагеновых волокон, Δn_c , по формуле $\Delta n_c = \langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle / c_{cv}$, где c_{cv} – объемная концентрация коллагена в ткани.

Некоторые результаты измерений показаны на рисунках 1–5. Третичный сухожильный пучок из хвоста крысы в нативном состоянии был натянут и закреплен на предметном стекле, будучи погруженным в физиологический раствор. Натяжение задавало практически коллинеарную оси пучка ориентацию коллагеновых волокон, устраняя волнистость коллагеновой структуры, характерную сухожильным пучкам в свободном состоянии. Затем физиологический раствор был заменен на иммерсионную жидкость, в качестве которой использовался 85% водный раствор глицерина. Во время измерений образец находился между

предметным и покровным стеклом в ИЖ. Форма и размеры пучка контролировались с помощью оптического когерентного томографа ThorLabs-ОСР930SR. Полученная с помощью ОКТ зависимость площади сечения пучка от времени с момента погружения в ИЖ показана на Рис. 1.

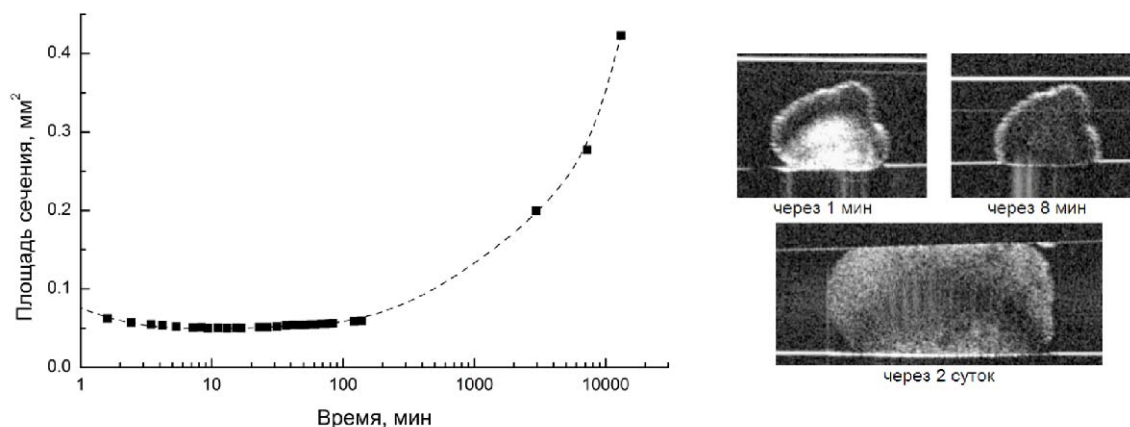


Рис. 1. Изменение площади сечения третичного коллагенового пучка сухожилия хвоста крысы с момента погружения в раствор глицерина. Справа показаны ОКТ-изображения поперечного сечения пучка, отмасштабированные по вертикали с учетом показателя преломления раствора глицерина

Поляризационное картографирование образца проводилось через двое суток после его погружения в раствор глицерина. Для измерений использовалась система поляризационного картографирования, собранная на базе поляризационного микроскопа ПОЛИАМ Л-213. Для регистрации изображений в этой системе используется измерительная 12-битная видеокамера Видеоскан-285/П-2001. В деталях измерительная система, а также методики измерения и обработки данных описаны в работе [2]. Измерения осуществлялись при квазимонохроматическом освещении образца с пятью интерференционными фильтрами с длиной волны в максимуме пропускания 466, 538, 544, 571 и 667 нм и шириной полосы пропускания 8–12 нм. Полученные карты угла фазовой задержки Δ_r [2] для данного образца при $\lambda = 466, 544$ и 667 нм показаны на Рис. 2. Анализ карт других характеристических углов (ϕ и ν [2]) показал, что отклонения локального направления преимущественной ориентации коллагеновых волокон от оси пучка не превышают 3° . В таких условиях с высокой точностью выполняется соотношение

$$\Delta_r = 2 \arccos \left(\left| \cos \left(\pi \langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle d / \lambda \right) \right| \right),$$

где d – толщина образца в рассматриваемой области, которое мы использовали для расчета показателя $\langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle$. Локальные значения толщины d были определены по ОКТ-профилю пучка. Геометрия образца в картографируемой области и используемая система координат показаны на Рис. 3.

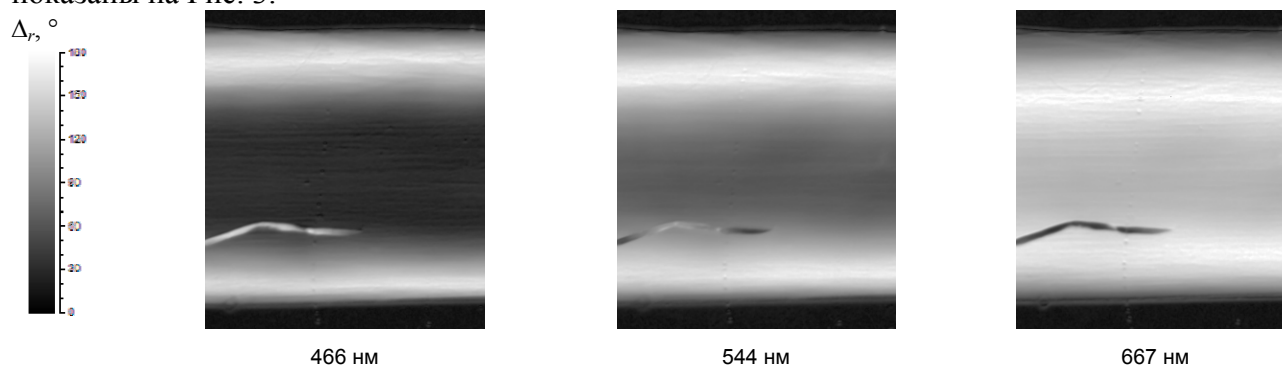


Рис. 2. Карты характеристического угла Δ_r для растянутого пучка сухожилия хвоста крысы для длин волн $\lambda = 466, 544$ и 667 нм. Ширина области картографирования 1.12 мм

На Рис. 4 показана найденная зависимость среднего эффективного показателя двулучепреломления $\langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle$ для $\lambda = 544$ нм от координаты y . На Рис. 5 представлены полученные спектральные зависимости $\langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle$ для трех областей пучка, отмеченных квадратиками на Рис. 3 (области 1, 2 и 3).

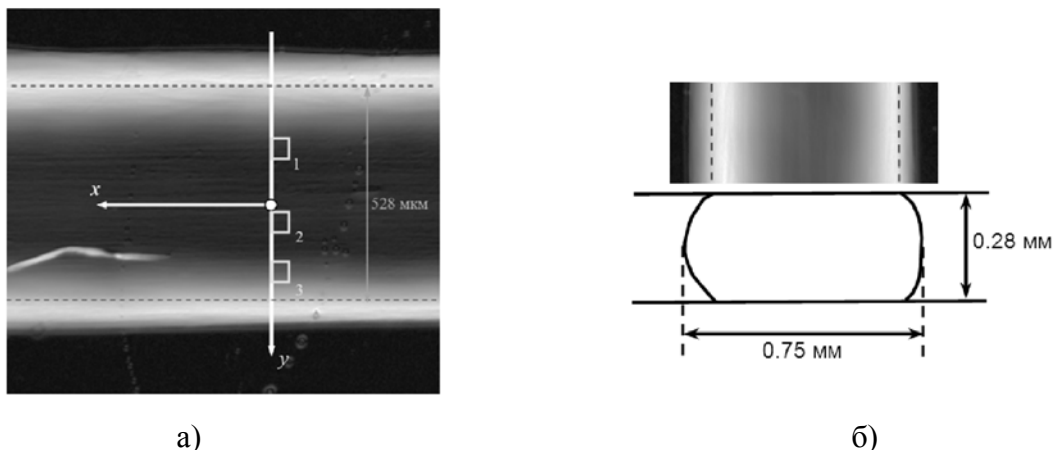


Рис. 3. (а) Карта Δ_r для образца натянутого сухожильного пучка на длине волны 466 нм и используемая система координат $\{x, y, z\}$ (ось z направлена на наблюдателя). (б) Профиль пучка, восстановленный по ОКТ-скану, и участок карты Δ_r для длины волны 544 нм. Пунктирные линии показывают границы области, в пределах которой ткань соприкасается с предметным и покровным стеклами. Показанное сечение пучка соответствует плоскости $y-z$ на рисунке (а)

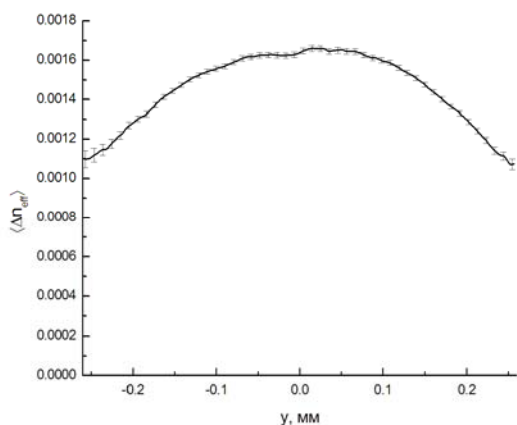


Рис. 4. Зависимость среднего эффективного показателя двулучепреломления для $\lambda = 544$ нм от координаты y (используемая система координат показана на Рис. 3). Значения $\langle \Delta n_{\text{eff}} \rangle$ для каждого значения y получались усреднением по интервалу значений x $[-100$ мкм, $0]$

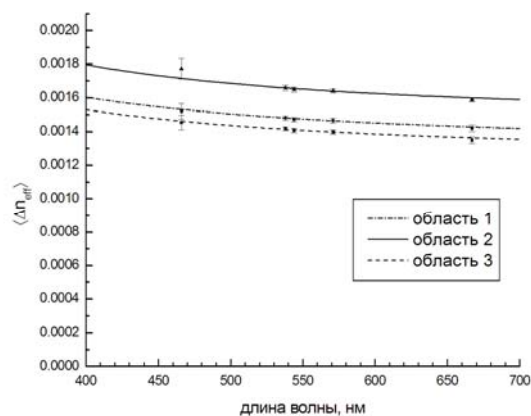


Рис. 5. Спектральные зависимости среднего эффективного показателя двулучепреломления для трех областей сухожильного пучка, показанных на рис. 3

1. N.J. Jan, J.L. Grimm, H. Tran, K.L. Lathrop, G. Wollstein, R.A. Bilonick, H. Ishikawa, L. Kagemann, J.S. Schuman, I.A. Sigall, *Biomed. Opt. Exp.*, **6**, 4705-4718, (2015).

2. D.D. Yakovlev, M.E. Shvachkina, M.M. Sherman, A.V. Spivak, A.B. Pravdin, D.A. Yakovlev, *J. Biomed. Opt.*, **21**, 071111-1-071111-12, (2016).

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛЕЧЕНИЯ СТАФИЛОКОККОВОЙ ИНФЕКЦИИ В НЁБНЫХ МИНДАЛИНАХ

Тимченко Е.В., Тимченко П.Е., Асадова А.А., Итяксов Ю.Д.
Самарский университет, Самара, Россия

Проведен анализ эффективности лечения стафилококковой инфекции в нёбных миндалинах с помощью методов спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и конфокальной флуоресцентной микроскопии. Установлены спектральные изменения при лечении нёбных миндалин антибиотиком Амоксиклав. С помощью введенных оптических коэффициентов показано, что при дозировке антибиотика 500мг/10 мл исчезают линии на волновых числах 735 см^{-1} и 783 см^{-1} , 986 см^{-1} и 1635 см^{-1} , соответствующие аденину, цитозину, протеинам и амиду I, что говорит об эффективности лечения. Результаты исследований подтверждены микроскопическим анализом.

Данные статистики ВОЗ свидетельствуют, что тонзиллитом в мире страдают от 10 до 15% взрослых и около 20-25% детей. От 15 до 45% случаев приходится на бактериальный тонзиллит, вызванный β -гемолитическим стрептококком группы А. В Самарской области по данным медицинских статистических организаций 65% всех заболеваний приходится на ЛОР заболевания, как правило большая часть из них связаны с ХТ (хроническим тонзиллитом). Наиболее значимым бактериальным возбудителем острого тонзиллита (ангины) является гемолитический стрептококк группы А, реже острый тонзиллит вызывают вирусы и другие стрептококки, крайне редко – микоплазмы и хламидии. Возбудитель передается воздушно-капельным путем. Источниками инфекции являются больные, а в некоторых случаях – носители болезни, у которых нет явных симптомов. Хронический тонзиллит является следствие неоднократного заболевания ангиной, недостаточного лечения.[1] Учитывая последние данные о большом разнообразии видов возбудителей и тенденции все более частого выявления условно-патогенных микроорганизмов, становится актуальным определение микрофлоры глотки и чувствительности ее к антибиотикам. Отрицательные последствия при неправильном выборе антибиотиков и сроков лечения проявляются в сохранении возбудителей в очаге воспаления и появлении резистентной флоры с последующей хронизацией острого процесса.

Было проведено две серии экспериментов. В ходе первой серии исследовано 8 образцов различных штампов стафилококка ATCC №25923 (группа I) и ATCC №35591 (группа II) находящихся в слюне пациентов и физрастворе. Исследуемые образцы подвергались лечению антибиотиком Амоксиклав дозировкой 500мг/10 мл. В ходе второй серии исследовано 12 образцов одного штамма стафилококка находящихся в слюне пациентов и физрастворе. Исследуемые образцы подвергались лечению различными антибиотиками: Амоксиклав дозировкой 500мг/10 мл, Амоксициллин дозировкой 12мкг/1 мл, Клавулановая кислота дозировкой 2мкг/1 мл.

Спектральные характеристики изучались с помощью экспериментального стенда, включающего в себя высокоразрешающий цифровой спектрометр Andor Shamrock sr-303i с встроенной охлаждаемой камерой DV420A-OE, волоконно-оптический зонд для спектроскопии комбинационного рассеяния RPB785, совмещённый с лазерным модулем LuxxMaster LML-785.0RB-04 (с регулируемой мощностью до 500 мВт, длина волны 785 нм).[2] Выделение КР спектра на фоне автофлуоресценции проводилось методом полиномиальной аппроксимации флуоресцентной составляющей и вычитания её из регистрируемых спектров. Обработку спектров КР проводили в программе Wolfram Mathematica 9. Исследуемый спектр при обработке очищали от шумов сглаживающим медианным фильтром (5 точек). На выбранном интервале 400-2200 см^{-1} при помощи итерационного алгоритма определяли аппроксимирующую линию (полином пятой степени) автофлуоресцентной составляющей, а затем вычитали эту составляющую, получая выделенный спектр КР.[3]

Проведен анализ эффективности лечения стафилококка в небных миндалинах с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Установлены спектральные изменения при

лечении нёбных миндалин антибиотиком Амоксиклав. С помощью введенных оптических коэффициентов показано, что при дозировке антибиотика 500мг/10 мл исчезают линии на волновых числах 735 см^{-1} и 783 см^{-1} , 986 см^{-1} и 1635 см^{-1} , соответствующие аденину, цитозину, протеинам и амиду I, что говорит об эффективности лечения, так же построены двумерные зависимости показывающие эффективность лечения. Результаты исследований подтверждены микроскопическим анализом.

1. Крючков Т. А., Ткаченко О. Я., Шпехт Т. В. Проблема тонзиллита в педиатрической практике //Здоровье ребенка. – 2010. – №. 1. – С. 22.

2. E.V. Timchenko, P.E. Timchenko, L.T. Volova, S.V. Pershutkina, P.Y. Shalkovsky OPTICAL ANALYSIS OF AORTIC IMPLANTS, Optical Memory and Neural Networks, 2016, V.25, №3, pp.192-197

3. E.V. Timchenko, P.E. Timchenko, L.A. Taskina, L.T. Volova, M.N. Miljakova; N.A. Maksimenko Using Raman spectroscopy to estimate the demineralization of bone transplants during preparation // JOURNAL OF OPTICAL TECHNOLOGY,2015 – V. 82 – №3 Pp.153-157

ИССЛЕДОВАНИЕ ФРАКЦИОНИРОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОЦЕССА ИХ СЕДИМЕНТАЦИИ

Кузьмина Т.Б., Андреева Н.В., Исмагилов А.О., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлена методика исследования пространственно-временных изменений параметров водных нанодисперсных препаратов основанная на использовании процесса седиментации.

Вещества в дисперсном состоянии в настоящее время широко используются при создании новых композиционных материалов, а также в биомедицинских технологиях [1,2]. Оптические методы исследования нанодисперсных материалов обладают высокими преимуществами, поскольку являются неинвазивными, обладают высокой скоростью и точностью измерений.

Пространственно-временное поведение суспензий и эмульсий в поле тяжести необходимо учитывать при использовании таких объектов в различных экспериментах, в том числе биомедицинских [3]. При известном составе вещества частиц пространственно-временное поведение образцов в поле тяжести дает возможность, используя математическое моделирование, определить распределение частиц по размерам в образце до начала седиментации. Изучение пространственно-временных характеристик при фракционировании биологических жидкостей даёт возможность оценить плотность частиц в каждой фракции и их количество, используя соответствующую математическую модель.

Целью данной работы является оценка пространственно-временных изменений параметров водных суспензий и эмульсий в поле тяжести.

В рамках эксперимента используется комплексный подход, сочетающий исследование объектов в процессе седиментации методом цифровой голографической интерферометрии с использованием голографического стенда, методом динамического рассеяния света, реализованного на приборе Horiba LB-550, а также математической модели процесса седиментации.

Методом динамического рассеяния света определяется изменение фазы пучка зондирующего излучения, прошедшего через исследуемый объект. Исходя из изменения показателя преломления, связанного с изменением фазы зондирующего пучка, можно определить характер седиментации или сочетание двух ее видов, называемое фракционированием.

Сопоставление данных об изменении показателя преломления по высоте, полученных методом цифровой голографической интерферометрии, а также данных о распределении частиц по размерам на определенной высоте, полученным методом динамического рассеяния, с математической моделью процесса седиментации позволило оценить распределение частиц по размерам по высоте образца, как в исходном состоянии, так и в процессе седиментации, в течение времени, определенного условиями эксперимента для используемой суспензии.

В ходе эксперимента был исследован набор препаратов плазмы крови, полученных у лабораторных мышей двух групп: контрольной и привитой (асцитной карциномой Эрлиха). Применение комплекса методов позволило выявить и количественно оценить наличие фракционирования при хранении этих препаратов: плотность жидкости в исследуемых препаратах в процессе хранения увеличивается в верхней части кюветы и уменьшается в нижней, что свидетельствует о наличии обратной седиментации (всплывания) частиц жидкости. С целью более детального анализа изменений в процессе седиментации было предложено подобрать вещество, способное выступать модельной средой данной биологической жидкости.

В качестве модельной среды в эксперименте были использованы несколько препаратов кипяченого и некипяченого пастеризованного молока жирностью 1,5% и 4%, поскольку данные суспензии, состоящие из белковых и жировых компонентов, а также комплекса минеральных и витаминных веществ, наиболее полно соответствуют моделируемому биологическим жидкостям.

Анализ предварительных экспериментов с использованием комплексной методики выявил схожую динамику изменений в препаратах сырого и кипяченого молока 1,5% жирности.

Оценка фазовых изменений методом цифровой голографической интерферометрии для препаратов молока с жирностью 4% оказалась затруднительной вследствие сильного рассеяния излучения зондирующего пучка в препарате. Таким образом, для исследования было решено использовать препараты кипяченого молока 1,5% жирности.

Экспериментально установлено, что в ходе процесса седиментации в препарате молока 1,5% жирности характерный размер частиц возрастает по сравнению с изначальными значениями, тогда как в препарате молока 4% жирности увеличивается не размер частиц в суспензии, а концентрация частиц определённого диаметра, что предположительно связано с образованием агломератов в препаратах.

Методом цифровой голографической интерферометрии получены пространственные распределения разности фаз по высоте кюветы для препарата кипяченого молока 1,5% жирности в различные моменты времени процесса седиментации. В препарате молока 1,5% жирности процесс фракционирования с образованием прямой и обратной седиментации наблюдается в течение 5 минут после установки кюветы на экспериментальный стенд и начала съемки цифровых голограмм процесса седиментации. В последующие моменты времени наблюдается процесс обратной седиментации.

Полученные результаты продемонстрировали возможность использования процесса седиментации для исследования сложных процессов фракционирования в биологических жидкостях. Показано, что в качестве модельной среды при исследовании процессов фракционирования биологических жидкостей может быть использовано обезжиренное молоко.

Авторы выражают свою признательность Чигрину Р.Н. за оказанную помощь в проведении экспериментов на установке цифровой голографической интерферометрии.

1. G. Kickelbick, A. Martucci, *Sol-Gel Nanocomposites*, 223, (2014).
2. J.M. Rosenholm, V. Mamaeva, et al., *Nanomedicine*, 7, №1, 111-120, (2012).
3. B.G. Manukhin, M.E. Gusev, O.V. Andreeva et al., *Opt. and spectr.*, 119, №3, 392-397, (2015).

ФОТОФИЗИКА И БИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИИ РАДУЖНЫХ ГОЛОГРАММ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ЛЕКАРСТВ

Торопова А.П., Фокина М.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрена возможность применения радужных голограмм, изготовленных на поверхности желирующих агентов, для защиты твердых лекарственных форм от подделок.

На современном российском фармацевтическом рынке доля контрафактной продукции достигает 12% [1]. Для защиты от подделок производители стремятся повысить уровень узнаваемости продуктов. Для этого используют особую форму и окраску лекарственных препаратов, рельефные рисунки и надписи на них, сложный дизайн упаковки и защитную радужную голограмму на ней. Новым способом защиты твердых лекарственных форм от подделок может быть нанесение радужных голограмм непосредственно на поверхность капсул или драже, а не на их упаковки [2-4].

При изготовлении лекарств должна быть предусмотрена система массового тиражирования изделий с одинаковым голографическим изображением, которая устроена таким образом, чтобы быть легко внедряемой на существующие производственные линии. Технология нанесения радужных голограмм предполагает создание микрорельефа в форме дифракционной решетки, которая раскладывает белый свет в спектр. Применительно к лекарственным препаратам возникают определенные требования к дифракционному рельефу: он должен размещаться на маленькой поверхности, иметь высокую сохранность и устойчивость к влажности, изменению температуры, механическим воздействиям, кроме того, он должен создаваться на материале, не вызывающем аллергий и не уменьшающем лекарственные свойства препаратов.

Рельеф дифракционной решетки способен передать вещества, имеющие однородную консистенцию, которые в жидком состоянии заполняют микрорельеф формы, а затвердев, сохраняют дифракционную структуру. Такими веществами могут быть пленкообразователи и средства для капсулирования. В данном исследовании были выбраны следующие коммерчески доступные вещества: желатин, пектин, агар-агар, гуаровая, ксантановая, трагакантовая камеди. Все вещества имеют форму порошка белого или желтоватого цвета и хорошо растворимы в воде. Они различаются способностью к загущению, температурой растворения в горячей или холодной воде, устойчивостью к нагреванию [5].

Упомянутые вещества использовались для изготовления однородных гелей, из которых затем делали образцы для исследования. Сухой порошок заливали водой, оставляли набухать в течение 30 минут, затем перемешивали, если порошок полностью растворялся, то состав использовали при комнатной температуре, если нет, то нагревали. Все растворы имели разные температуры нагрева и разные гидромодули. В процессе работы методом подбора были определены минимальные значения количества воды на 1 г сухого вещества и температуры, при которых удалось получить однородные гели. С помощью рефрактометра «Refractometr PTR 46» были измерены показатели преломления гелей. С использованием спектрофотометра «Shimadzu UV-1800» сняты спектры пропускания пленок, приготовленных из этих гелей. Согласно полученным данным, все вещества прозрачны в видимой области спектра и могут быть использованы в качестве оптической среды. Из этих гелей были сделаны образцы пленок с дифракционными решетками. Небольшое количество геля помещалось на лавсановую пленку и накрывалось силиконовой формой, снятой с дифракционной решетки с периодом 600 линий на мм. После полного высыхания образца силиконовая форма снималась, образовывалась пленка с дифракционным рельефом. В таблице ниже приведены численные характеристики гелей и значения дифракционной эффективности приготовленных образцов.

Таблица. Условия получения однородных гелей из разных желирующих агентов

Желирующий агент	Количество воды на 1гр вещества, г.	Температура жидкости, °С	Показатель преломления геля	Дифракционная эффективность образцов, %
Желатин	10	30	1,396	27,51
Пектин	10	95	1,341	0,55
Агар-агар	20	120	1,341	1,42
Ксантановая камедь	35	25	1,337	1,12
Трагакантовая камедь	30	90	1,335	8,16
Гуаровая камедь	40	90	1,336	0,20

Результаты исследования показали, что выбранные желирующие агенты способны передавать дифракционный рельеф. Наибольшую дифракционную эффективность удалось получить на образцах из желатина. Пленки, изготовленные из желирующих агентов очень тонкие и хрупкие, они ломаются при попытке снять их с поверхности, на которой они приготовлены, поэтому более целесообразно наносить гель на поверхности твердых лекарственных форм и формировать дифракционные рельефы на самих изделиях. В результате чего создается не пленка, требующая прикрепления, а готовое голографическое покрытие.

Несомненными достоинствами дифракционных решеток из желирующих агентов являются их устойчивость к механическим воздействиям и длительное время жизни. За период наблюдения в течение 5 месяцев внешних изменений пленок с дифракционными решетками не было выявлено. Контакт с упаковкой не вызывает разрушения решетки.

Проведение исследований по нанесению голограмм на биополимерные пленки перспективно, их результаты могут быть практически применены для создания идентификационных голографических меток на лекарственных препаратах и голографических датчиков сохранности продуктов, что повысит уровень защищенности фармацевтической продукции и снизит долю контрафакта на рынке.

1. Аксенова-Сорохтей Ю.Н., Новиков В.Е., Пожилова Е.В., Барановская Е.А., Климкина Е.И. *Фармацевтические и юридические аспекты фальсификации лекарственных средств.* – Вестник Смоленской государственной медицинской академии. **Т.15, №2.** – Смоленск, 2016. – С.102-110.

2. Begleiter, E. *Edible holographic products, particularly pharmaceuticals and methods and apparatus for producing same.* Patent USA №U.S.7,083,805 от 1.08.2006, priority 14 September 2005.

3. Frank Bunick, Jen-Chi Chen. *Dosage forms having a microreliefed surface and methods and apparatus for their production.* США, международный патент №WO2006047693A2 от 04.05.2006, priority 27.10.2004. A61K9/20, A61J3/00

4. Fiorenzo Omenetto, David L. Kaplan. *Edible holographic silk products.* Международный патент №WO2009155397A2 от 23.12.2009, priority 18.06.2008

5. Сарафанова Л.А. *Пищевые добавки. Энциклопедия.* – 2-е издание, исправленное и дополненное. – СПб: ГИОРД, 2004. – 808с.

ИЗМЕНЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ СТРУКТУР БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ У БОЛЬНЫХ МНОЖЕСТВЕННОЙ МИЕЛОМОЙ

Кобелева М.О., Плотникова Л.В., Поляничко А.М.*, Успенская М.В.,
Гарифуллин А.Д.**, Волошин С.В.**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

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

** Российский научно-исследовательский институт гематологии и
трансфузиологии, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование особенностей сыворотки крови больных множественной миеломой с помощью методов инфракрасной спектроскопии. Установлено, что существуют различия во вторичной структуре белков, содержащихся в исследуемых образцах.

Перспективным направлением исследований можно считать применение оптических методов для анализа биологических жидкостей и тканей. Так, например, инфракрасная (ИК) спектроскопия с успехом используется в различных областях научных исследований и обладает рядом преимуществ перед другими методами анализа органических соединений, являясь неразрушающим методом и характеризуясь высокой индивидуальностью спектров.

Ранее было показано, что ИК-спектроскопия может быть использована для исследования структуры белков сыворотки крови при патологических состояниях [1]. Целью данной работы является изучение различий во вторичных структурах белков сыворотки крови у больных множественной миеломой и здоровых доноров.

Множественная миелома (ММ) – лимфопролиферативное новообразование, характеризующееся продукцией моноклонального иммуноглобулина (М-протеина), который может быть обнаружен в сыворотке крови и/или моче, редко только в цитоплазме плазматических клеток [2].

В работе использовались сыворотки крови больных ММ и здоровых доноров крови (контрольная группа). Для получения образцов сыворотки крови использовались пробирки S-Monovette (Sarstedt, Германия) с активатором свертывания. Собранные образцы крови оставляли в пробирках в течение 20–30 минут при комнатной температуре (+18–24 °С), после чего центрифугировали в течение 15 минут при скорости 3000 оборотов в минуту на центрифуге Heraeus Labofuge 200 (Thermo Scientific, США). До проведения спектроскопического анализа образцы замораживались и хранились при температуре –30 °С.

Регистрация ИК-спектров проводилась с помощью ИК-спектрометра Tensor 37 (Bruker, Германия) с преобразованием Фурье и приставкой нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). При обработке полученных данных из спектра образца вычитался спектр физиологического раствора, в соответствии с ранее описанной методикой [3].

Спектры ИК поглощения были обработаны и проанализированы согласно описанной ранее методике [1]. При анализе вторичной структуры белков в сыворотке выявлены различия между здоровыми донорами и больными ММ. В таблице приведены средние значения процентного содержания α -спиралей и β -листов (в абсолютных значениях) у больных ММ и в группе контроля.

По представленным в таблице значениям можно говорить о преобладании в сывороточных белках α -спиралей и у здоровых доноров, и у больных ММ. Тем не менее, процент содержания β -листов у больных ММ достоверно различается ($p < 0.05$) и примерно на 10% выше, чем у здоровых доноров.

Таблица. Содержание типов вторичной структуры белка в сыворотке крови

Наименование структуры	Характеристические длины волн, см ⁻¹	Здоровые доноры		Больные ММ	
		Среднее, %	Стд. откл., %	Среднее, %	Стд. откл., %
α-спирали	1650-1660	73,2245	0,0772	66,4762	0,0846
β-листы	1628-1636	24,9796	0,0069	32,0037	0,0634
	1680-1690	1,7959	0,0043	1,5202	0,0027

Таким образом, наблюдаются различия во вторичных структурах белков в сыворотке крови больных множественной миеломой и здоровых доноров.

1. L.V. Plotnikova, A.M. Polyanichko, T.N. Nosenko, M.V. Uspenskaya, A.D. Garifullin, S.V. Voloshin. *AIP Conf. Proc.*, **1760**, № 1, 020052-1–020052-4, (2016)
2. M. Gertz, S. Rajkumar. Multiple Myeloma. Diagnosis and Treatment. *Springer*, 311, (2014)
3. J. R. Powell, F.M. Wasacz, R.J. Jakobsen. *Appl. Spectr.*, **40**, №3, 339-344, (1986)

ДЕГРАДАЦИЯ 3D НАНОКОМПОЗИЦИОННОЙ ГОЛОГРАММЫ

Шекланова Е.Б.*

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены процессы и закономерности термо- и фотодеградации 3D голограмм, записанных на нанокompозите, а также процессы деградации под действием холодной и горячей воды и пара. Представлены экспериментальные результаты и обсуждается их возможная интерпретация.

Защитные 2D голограммы «радужные голограммы» широко применяются в различных областях техники и в коммерции. 3D объемные голограммы имеют ряд преимуществ, таких как большая защищенность, возможность записи наложенных голограмм, узкие угловые и спектральные диапазоны наблюдения, повышающие защищенность. Однако применение 3D защитных голограмм сдерживалось требованием проявления галогенидо-серебряного материала и низкой его влаго- и термостойкостью, обусловленный использованием желатина. Голографические полимеры тоже не нашли применения как по причине малой величины модуляции показателя преломления, δn , так и по причине их низкой влагостойкости. Развитие в последнее время голографических нанокompозитов, позволило преодолеть это препятствие, 3D голографические элементы начали использоваться для защиты документов. В докладе приведены полученные нами экспериментальные результаты деградации голограммы, записанной на голографическом нанокompозите, разработанном авторами [1] и обсуждаются основные физические процессы, обуславливающие деградацию записанного изображения.

В работе использовался нанокompозит на основе фотоотверждаемых акриловых мономеров и наночастиц ZnO и SiO₂, 3D голограмма в котором записывается в результате фотостимулированного перемещения наночастиц в мономерной матрице и последующей их фиксации в полимеризованном материале [2]. Фотополимеризованный нанокompозит представляет собой поперечно-сшитый, наполненный полимер и выдерживает температуру до 150 С и влажность 100%, однако модуляция показателя преломления, сформированная перемещением наночастиц на субмикронные расстояния может деградировать, что обычно и происходит. Наши эксперименты показали значительную деградацию голограммы, записанной на нанокompозите с ZnO наночастицами уже при 50 С, в то время как нанокompозит с наночастицами SiO₂ выдерживал кратковременно нагрев до 130 С. Также наблюдается деградация голограммы под действием влаги, а также совместного действия влаги и температуры – горячая вода. В докладе рассмотрены наблюдаемые эффекты и высказаны предположения о их физических причинах в рамках предположений и термостимулированной диффузии в твердой, полимерной матрице.

1. Бурункова Ю.Э., Денисюк И.Ю., Жук Д.И., Шекланова Е.Б. *Опт. и спектр* **122**, № 2, 181-183, (2017).

2. Igor Yu. Denisyuk, Julia A. Burunkova, Sandor Kokenyesi, Vera G. Bulgakova, Mari Iv. Fokina Optical nanocomposites based on high nanoparticles concentration and its holographic application, Nanocrystals, Sudheer Neralla (Ed.), InTech Europe, Croatia, 2012

ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГИДРОТАЦИИ НАНОКОМПОЗИТОВ И ИСТОКИ ЕГО БИОЦИДНОГО ДЕЙСТВИЯ

Носенко Т.Н., Фокина М.И., Ситникова В.Е., Ригин С.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию процессов гидротации полимерного нанокompозита с целью выявления возможных механизмов фунгицидного действия полимерной матрицы на базе УФ-отверждаемых акрилатов.

Одна из важных научных проблем, изучение которой необходимо для применения полимерных материалов в медицине – это сочетание биосовместимости материала и антимикробных свойств широкого спектра действия. Широкий спектр бактерио- и микостатического действия по отношению к различным типам микроорганизмов показывают полимерные матрицы с введенными активными наночастицами (например ZnO, Au, Ag и др.). Однако и сама матрица может проявлять антимикробное действие, как показано в работе [1], полимерный композит на базе акрилатов может подавлять жизнедеятельность штаммов грибов *Candida albicans*.

Проведенные исследования показали потерю массы полимерными композитами на базе УФ-отверждаемых акрилатов 2- Карбокси – Этилакрилат, Aldrich № 552348 и бисфенол А глицеролат, Aldrich № 41,116-7, при нахождении полимера в водной среде, а так же изменение кислотности среды. Основной целью проведенного исследования было изучение химических процессов гидротации полимерной матрицы и нанокompозита (на базе ZnO наночастиц) на ее основе и выявление продуктов проявляющих фунгицидную активность. Изучение продуктов выходящих из полимерной матрицы методом ИК спектроскопии показывает возможные механизмы воздействия полимера на штаммы грибов. Так же в работе проведен анализ влияния присутствия наночастиц ZnO на количество выделяемых продуктов и их состав.

1 I.Y. Denisyuk, J.E. Burunkova, M.V. Uspenskaya, N.A. Zulina, M.I. Fokina, N.V. Vasilyeva, T.S. Bogomolova, I.V. Vybornova, E.A. Orishak J. Bionanoscience., **11**, 1-6, (2017)

БИОЦИДНОЕ ДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Денисюк И.Ю., Успенская М.В.*

Васильева Н.В.**

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Северо-Западный государственный медицинский университет им. И.И. Мечникова, Санкт-Петербург, Россия

Представлены сведения о подавлении роста болезнетворных бактерий и грибов нанокompозитным материалом на основе акрилатов и функциональных наночастиц ZnO, SiO₂, Ag, Au. Изучение биоцидной активности материала проводили методом диффузии в агар, в качестве тест-объекта использовали штамм гриба *Candida albicans* (C. Albicans) и *Aspergillus fumigatus* (A. fumigatus), а также стафилококки, резистентные к антибиотикам. Показана связь биоцидного действия наночастиц с типом и составом полимерной матрицы, рассмотрены модель и возможные химические и фотохимические реакции, ответственные за биоцидное действие наночастиц ZnO.

Наночастицы серебра, золота, селена и оксидов металлов в полимерной матрице, интенсивно исследуются для биомедицинского применения в связи с уникальной биоцидной активностью по отношению к грамположительным, грамотрицательным бактериям и грибкам, в том числе резистентным к известным антибиотикам. Неселективная антибактериальная и противогрибковая активность широкого спектра действия против различных типов микроорганизмов, а также пролонгированный эффект в течение нескольких месяцев - одно из основных преимуществ применения наночастиц в перманентных повязках, полимерных имплантатах и медицинской технике.

Исследованные в данной работе нанокompозиты с наночастицами Ag, Au, SiO₂, ZnO были получены на основе двух мономерных композиций:

(1) кислотная, гидрофильной композиция, состоящая из мономеров: 2-карбоксииэтил акрилат и бисфенола А глицеролат

(2) рН-нейтральная, гидрофобной композиция, состоящая из мономеров: диуретандиметакрилата и изодецилакрилата и фотоинициатора.

Методы получения нанокompозитов разработаны нами ранее и приведены в наших работах [1-3]. В отличие от ранее синтезированных нанокompозитных пленок в данной работе проведена дополимеризация: экспозиция при фотополимеризации была увеличена в 5 раз относительно оптимального времени полимеризации, приготовленные образцы подвергнуты термообработке при 50 °С в течение 12 часов, с целью минимизировать влияние остаточных мономеров на чистоту эксперимента. Часть результатов приведенных в докладе опубликована нами ранее [4]. В качестве тестовых объектов использовались штаммы грибов - *Candida albicans* (C. Albicans NCTC 885-653) и *Aspergillus fumigatus* (клинический изолят); использовались штаммы стафилококков резистентных к антибиотикам - метициллин-устойчивый *Staphylococcus aureus* (CA-MRSA, пенициллин-связывающий белок (PBP2 α) - положительный); госпитальный метициллин-устойчивый *Staphylococcus aureus* (HA-MRSA, пенициллин-связывающий белок (PBP2 α) - положительный), устойчивый к метициллину *Staphylococcus epidermidis* (MRSE, пенициллин-связывающий белок (PBP2 α) -позитивный), устойчивый к метициллину *Staphylococcus epidermidis* (MRSE , Пенициллинсвязывающий белок (PBP2 α) - отрицательный); Метициллин-устойчивый *Staphylococcus aureus* (MRSA, пенициллинсвязывающий белок (PBP2 α) -негативный), чувствительный к метициллину *Staphylococcus aureus* (MSSA); Метициллин восприимчивый *Staphylococcus epidermidis* (MSSE).

Обнаружена противогрибковая активность нанокompозитов ZnO на основе полимерной матрицы 2-Карбоксииэтилакрилат / бисфенол-А-глицеролат против *C. albicans* и *A. fumigatus*.

Был идентифицирован супрессивный эффект нанокompозитов ZnO на основе полимерной матрицы. 2-Карбоксииэтилакрилат / бисфенол-А-глицеролат против стафилококков.

Обнаружено наличие противогрибковой и противобактериальной активности наночастиц ZnO и SiO₂ только в матрице типа (1), гидрофильной, содержащей карбоновую кислоту, те же

наночастицы, введенные в рН нейтральную гидрофобную матрицу (2) биоцидного эффекта не показали.

Рассматривается механизм биоцидного действия оксидных наночастиц, основанный на фотохимическом каталитическом разложении воды на поверхности полупроводниковой наночастицы с образованием перекиси водорода, действующей как на микроорганизмы, так и на полимерную матрицу с деполимеризацией последней, высвобождением мономерной карбоновой кислоты и ее реакцией с атомами цинка на поверхности наночастиц ZnO, цинкат карбоксилата обладает сильным биоцидным действием на различные микроорганизмы.

На Рис. ниже продемонстрировано фунгицидное действие наночастиц разных типов в отношении госпитального штамма грибка *Aspergillus Fumigatus*:

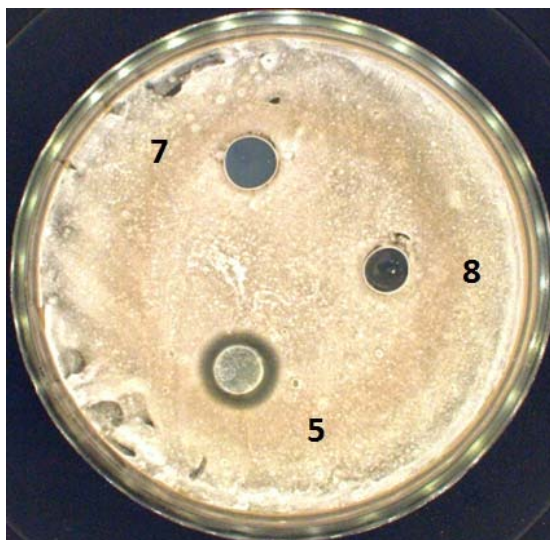


Рисунок. Фунгицидное действие наночастиц. Зона ингибирования роста госпитального штамма *A. fumigatus* вокруг диска нанокompозитов с полимерной матрицей Bis / 2-Car: матрица 5- Bis / 2-Car с наночастицами ZnO; 7 - матрица Bis / 2-Car с наночастицами Ag; 8 - матрица Bis / 2-Car с наночастицами SiO₂

1. Zulina N.A., Pavlovets I.M., Baranov M.A., Denisyuk I.Y. Optics and laser technology, **89**, 41-45 (2017)
2. Burunkova J.A., Denisyuk I.Yu., Semina S.A. Journal of Nanotechnology, 1-6. (2011).
3. Burunkova J., Csarnovics I., Denisyuk I., Daróczy L., Kőkényesi S. Journal of Non-Crystalline Solids, **402**, 200-203, (2014)
4. Denisyuk I.Yu., Vasilyeva N.V., Fokina M.I., Burunkova Yu.E., Uspenskaya M.V., Zulina N.A., Bogomolova T.S., Vybornova I.V. Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics, **16**, № 6, 1133–1136 (2016).

ИК СПЕТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСОВ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ ГЕЛЕЙ И ИХ КОМПЗИТОВ С ИОНАМИ ПОЛИВАЛЕНТНЫХ МЕТАЛЛОВ

Довбета М.А., Ситникова В.Е., Олехнович Р.О., Успенская М.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию процессов комплексообразования полиэлектролитных гелей на основе акриловой кислоты и акриламида и их композитов с пектином методом ИК спектроскопии.

Полимерные материалы находят все более широкое применение во многих видах сенсоров. Следует отметить, что каждый сенсор создается для решения какой-то конкретной практической задачи. Так, для применения хорошо абсорбирующего материала – акрилового гидрогеля – в качестве сенсора для обнаружения поливалентных ионов металлов в растворе, необходимо знать механизм сорбции этих ионов из раствора. В частности, представляет интерес вид комплексов с ионами металлов, образующихся на поверхности акрилового гидрогеля.

Кроме того, современной тенденцией является создание материалов способных к биодegradации, поэтому пектины являются перспективным наполнителем для синтетических гидрогелей. Сочетание свойств гидрофильного акрилового полимера с биодegradируемым характером пектина приведет к интересным гидрогелям с потенциальными применениями в качестве биоматериалов, обладающих улучшенными сорбционными свойствами, т.к. пектины обладают комплексообразующими свойствами за счет свободных карбоксильных групп [1].

При исследовании сорбции различных ионов металлов методом ИК спектроскопии обнаружено, что смещение полос колебания карбоксилатных групп в гидрогелях в зависимости от вида металла происходит на различную величину (Рис. 1-3). Кроме того, изменение интенсивности полосы поглощения карбоксилатной группы (а значит и количества ее в гидрогеле) в зависимости от вида металла происходит с разной скоростью (Рис. 4), что может позволить использовать полученную информацию об образовавшихся комплексах при создании сенсорных материалов для обнаружения различных ионов металлов в воде.

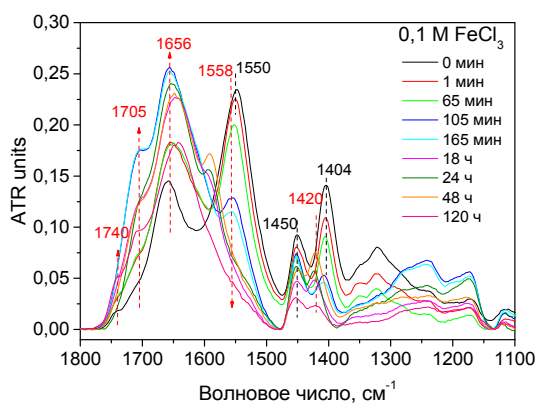


Рис. 1. ИК спектры гидрогеля во время сорбции ионов Fe³⁺ из 0,1 М раствора хлорида железа

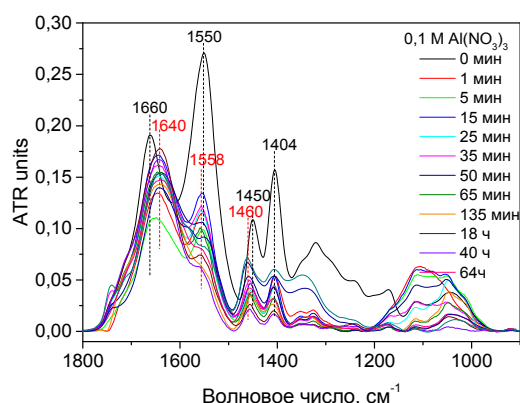


Рис. 2. ИК спектры гидрогеля во время сорбции ионов Al³⁺ из 0,1 М раствора нитрата алюминия

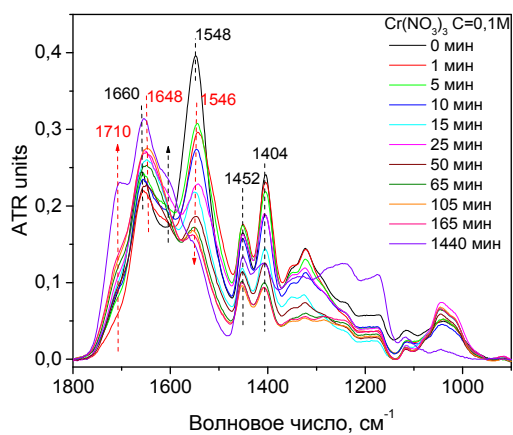


Рис. 3. ИК спектры гидрогеля во время сорбции ионов Cr^{3+} из 0,1 М раствора хлорида хрома

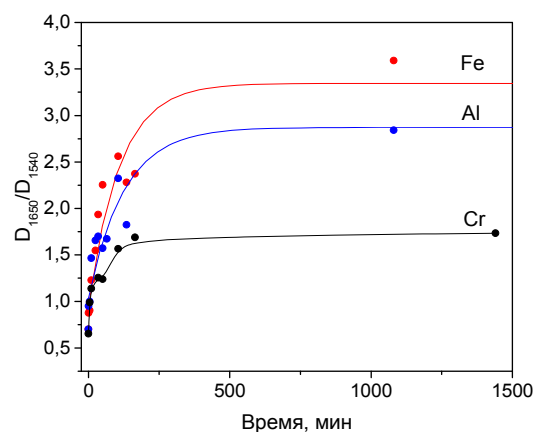


Рис. 4. Изменение интенсивности полосы поглощения карбоксилатной группы в процессе сорбции ионов Fe^{3+} , Cr^{3+} и Al^{3+}

1. Dovbeta M.A., Sitnikova V.E., Ivanova A.I., Olekhovich R.O., Uspenskaya M.V. *International Multidisciplinary Scientific GeoConference Surveying Geology and Mining Ecology Management, SGEM*, **17**, 23-30 (2017).

**ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА НА ПАРАМЕТРЫ ЗАПИСИ
ПОЛИМЕРНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ**

Калябин В.О., Бурункова Ю.Э.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассматривается воздействие золотых наночастиц на формирование полимерных нанокомпози́тов записанных методом голографической фотополимеризацией. Исследуется зависимость дифракционной эффективности и стабильности решеток от концентрации наночастиц золота.

В рамках теории научно-технического прогресса, считается, что в период с первой четверти 21-го века по середину 21-го века будет широко распространяться шестой технологический уклад, т.е. совокупность взаимосвязанных производств, имеющих единый технический уровень. Одним из основных направлений этого технологического уклада является нанофотоника. Развитию этого направления способствует исследование и создание фотонных кристаллов. Фотонный кристалл (ФК) это некая периодическая структура. Благодаря своим замечательным свойствам ФК предоставляют качественно новые возможности управления световыми потоками, например, влияя на положение и ширину запрещенной зоны [1]. Теоретический спектр применений ФК достаточно обширен: в лазерной технике (создание низкопороговых и беспороговых лазеров), в волноводной технике, в качестве сверхпроводников, создание суперпризмы и суперлинзы, создание новых устройств оптической памяти и др.

Различают три вида ФК: одномерные (1D), двумерные (2D), трехмерные (3D) (Рис. 1).

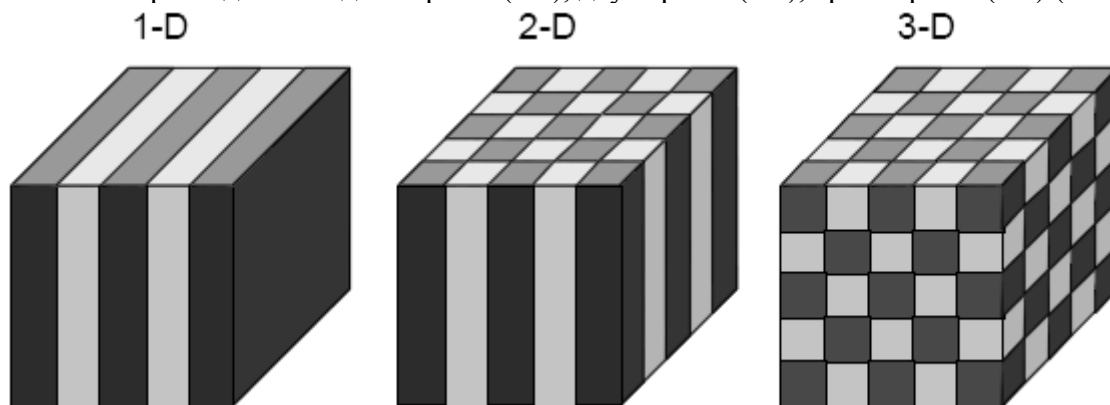


Рис. 4. Виды ФК

Соответственно в таких ФК происходит периодическое изменение коэффициента преломления среды в одном, двух или трех измерениях.

Существует несколько методов формирования ФК: метод голографической фотополимеризации, метод голографической литографии и методы использующие самопроизвольное формирование фотонных кристаллов. В данной работе был использован метод голографической фотополимеризации. Этот метод основан на интерференции двух и более когерентных лучей в объеме фотоотверждающего полимера. Для получения 1D периодической структуры необходима интерференция двух лучей, для 2D решетки – четырех лучей, для 3D – пяти лучей. Для мономеров с радикальной полимеризацией пространственно-неоднородная подсветка производит свободные радикалы путем диссоциации инициаторов, а последующая реакция свободных радикалов с мономерами приводит к цепной полимеризации отдельных мономеров в ярких областях. Этот процесс полимеризации снижает химический потенциал мономеров в ярких областях, что приводит к миграции (диффузии) мономеров из темной в яркие области. С другой стороны, фоточувствительные неорганические наночастицы испытывают контрдиффузию от ярких до темных областей (Рис. 2), поскольку частицы не расходуются и их химический потенциал увеличивается в ярких областях в результате

потребления мономеров. Такой процесс взаимной диффузии продолжается по существу до тех пор, пока мономеры не расходятся полностью мономолекулярными и бимолекулярными процессами терминации и (или) до тех пор, пока высокая вязкость окружающей среды, состоящей из полимеризованных мономеров, делают мономеры и наночастицы неподвижными. В результате пространственное распределение наночастиц также фиксировано, и решетка показателя преломления (голограмма) создается в результате различий в составе и плотности между светлой и темной областями [2].

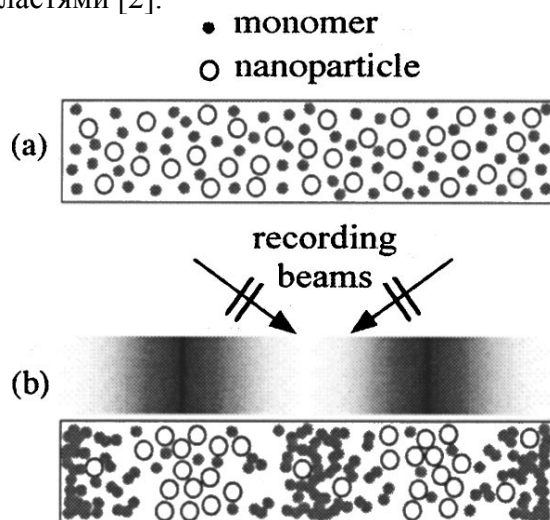


Рис. 5. Принцип формирования фотонных кристаллов. Темные точки – мономер, светлые точки - наночастицы

В данной работе полимерные нанокомпозиты состоят из трех мономеров (UDMA, IDA, 2Car), наночастиц оксида кремния, инициатора (иргакюр-784 или фенантренхинон) и наночастиц золота. Золотые наночастицы введены потому, что они обладают эффектом плазмонного резонанса, который усиливает сигналы флуоресценции таких наночастиц как Er^{3+} и Yb^{3+} . Следовательно, такие композиты могут применяться в телекоммуникационных технологиях и в биомедицине.

Также изучается влияние наночастиц золота на дифракционную эффективность решетки, то есть на качество этой решетки. В зависимости от значения дифракционной эффективности можно судить о перераспределении наночастиц внутри полимерного композита и соответственно о перераспределении показателя преломления, что может сказаться на качестве флуоресцентного сигнала. Подбирается оптимальная мощность интерферирующих пучков, которая тоже влияет на дифракционную эффективность и на стабильность решетки. Запись производилась на длине волны 484 нм HeCd лазером.

1. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности, *Изд. СО РАН*, 209с, (2005).
2. Y. Tomita, N.Suzuki, K. Chikama, *Opt. Lett.*, **30**, 8, (2005).

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ИК-СПЕКТРОСКОПИИ УФ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПЛЕНКИ ПВХ, С НАПЫЛЕННЫМИ НА НИХ НАНОЧАСТИЦАМИ ZnO

Носенко Т.Н., Ситникова В.Е., Успенская М.В., Геворкян В.А.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия,

*Российско-Армянский Университет, Ереван, Армения.

Работа посвящена исследованию изменений происходящих в пленке ПВХ и на ее поверхности под воздействием ультра-фиолетового излучения с целью выяснения механизма влияния наночастиц ZnO на процессы деструкции полимерной матрицы ПВХ.

В настоящее время важным направлением в современной промышленности является утилизация и переработка полимерных материалов, особенно, в составе которых использован ПВХ. ПВХ является одним из самых широко применяемых полимеров и требует эффективной переработки, после своего использования. Существующие методы утилизации ПВХ создают довольно большую нагрузку на окружающую среду, поэтому необходимо разрабатывать способы биодеструкции таких экологически вредных полимеров.

Проведенное исследование показывает влияние наночастиц ZnO на характер изменений, происходящих на поверхности пленки ПВХ, полученной промышленным способом. На полученную таким образом пленку напылялись наночастицы ZnO, сплошным напылением и напылением через маску в виде сетки. Воздействие на пленку осуществлялось ультра-фиолетовым светом во влажной среде, изменения происходящие при этом изучались методом ик-спектроскопии. Основной целью проведенного исследования являлось изучение химических процессов происходящих на поверхности полимера с участием наночастиц ZnO. Исследование выявляет механизмы воздействия наночастиц ZnO на поверхность полимерной матрицы ПВХ. Эти механизмы могут быть использованы для разработки возможных способов деструкции полимера.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАСЛЯНЫХ ЭКСТРАКТОВ И ШРОТОВ РАСТИТЕЛЬНОГО СЫРЬЯ МЕТОДАМИ РЕФРАКТОМЕТРИИ И СПЕКТРОСКОПИИ ОТРАЖЕНИЯ

Плотникова Л.В., Нечипоренко У.Ю.*, Плотникова Н.А.,
Успенская М.В., Ишевский А.Л.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

* МК «Народная медицина»

Исследовались масляные экстракты и шроты растений, кинетика экстракции, влияние массы навески на насыщаемость экстракта. Проведено сравнительное исследование оптических характеристик масляных экстрактов и шротов с оптическими характеристиками сухого измельченного сырья методами рефрактометрии, ИК-спектроскопии и ЭСДО.

Данная работа посвящена исследованию масляных экстрактов и шротов измельченного (< 0,5 мм) лекарственного и пряно-ароматического растительного сырья методами рефрактометрии, электронной спектроскопии диффузного отражения (ЭСДО) и инфракрасной спектроскопии нарушенного полного внутреннего отражения (ИКС НПВО). Исследовались экстракты и шроты 12 видов растений (трава, цветы, корни), кинетика экстракции, влияние массы навески на насыщаемость экстракта. Проведено сравнительное исследование оптических характеристик масляных экстрактов и шротов с оптическими характеристиками сухого измельченного сырья.

Особенностью масляной экстракции [1] является то, что из растительного сырья извлекается только липофильная (жирорастворимая) часть содержащихся в нем биологически активных веществ. Для шротов привлекательна почти полная сохранность гидрофильной (водорастворимой) части, содержащей водорастворимые витамины, аминокислоты, белки, углеводы и микроэлементы.

Исследования, впервые проведенные комплексом оптических методов, показали, что все три метода, не требующие специальной пробоподготовки, могут служить для экспресс-контроля, как качества масляного экстрагента, экстрактов из растительного сырья, так и их шротов.

Методом рефрактометрии исследовались показатель преломления (n_D) для натриевой линии спектра, йодное число (ИЧ) и % (относ.) жира. Измерения проводились на цифровом рефрактометре АВВЕМАТ-200 фирмы Anton Paar GmbH, Германия (с модулем автоматического термостатирования исследуемого образца) при 40°C.

Колебательные спектры масел и экстрактов получали методом ИК-спектроскопии НПВО на ИК-Фурье спектрометре Tensor 37 фирмы Bruker (Германия), управляемым программным пакетом OPUS™ со стандартными градуировочными возможностями, в диапазоне частот 4000-600 см⁻¹ в формате поглощения.

Электронные спектры диффузного отражения снимали на спектрофотометре Specord M-200 (AIZ Engineering GmbH, Германия) относительно эталона «Spectrolon» в диапазоне длин волн 200–700 нм с компьютерной обработкой данных в координатах $A = f(\lambda)$, где A – поглощение, а λ – длина волны в нанометрах (нм). Все методы просты и не требуют специальной пробоподготовки для проведения анализа.

1. Стасьева О.Н., Латин Н.Н., Касьянов Г.И. СО₂-экстракты компании Караван – новый класс натуральных пищевых добавок. – Краснодар: КНИИХП, 2008. – 324 с.

ВЛИЯНИЕ ЛИОФИЛИЗАЦИИ И РАЗЛИЧНЫХ ОБРАБОТОК НА ЭЛЕКТРОННЫЙ СПЕКТР МЫШЕЧНОЙ ТКАНИ ГОВЯДИНЫ И ЕЕ ОСНОВНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Плотникова Л.В., Нечипоренко У.Ю., Подшивалов А.В.,

Плотников П.П., Успенская М.В., Ишевский А.Л.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовали методом электронной спектроскопии диффузного отражения (ЭСДО) поверхности нативной измельченной мышечной ткани говядины. Показаны расширенные возможности метода ЭСДО.

До недавнего времени применение метода электронной спектроскопии диффузного отражения (ЭСДО) в пищевой промышленности ограничивалось исследованием цветности мясного, жирового сырья и продуктов их производства (колбас, сыров, яичного меланжа и др.) в видимой области спектра. Ранее [1-3] нами была показана возможность использования метода в исследовании оптических характеристик поверхности мышечного волокна, измельченной и цельномышечной ткани говядины и свинины в ультрафиолетовом и видимом диапазонах при электронно-лучевой и водно-спиртовой обработках.

В данной работе исследованы оптические характеристики поверхности нативной измельченной мышечной ткани говядины и ее основных составляющих (мышечного волокна, стромы и белков стромы), полученных последовательными водно-солевой и щелочной обработками. В ходе работы образцы были лиофилизированы с использованием сублимационной сушки Labconco Triad 7400030 (Labconco, США) при температуре -30°C и давлении вакуума 165 Па в течение 72 ч. В процессе сушки образцы взвешивались на аналитических весах каждые 24 ч. Электронные спектры диффузного отражения $A(\lambda)$ образцов получали на спектрофотометре Specord M-200 (AIZ Engineering GmbH, Германия) относительно эталона «Spectrolon» в диапазоне длин волн 200–700 нм.

В результате работы были впервые получены электронные спектры растворов–экстрактов компонентов саркоплазмы, актомиозинового комплекса (сократительных белков) и липидно-мукополисахаридного комплекса (углеводной компоненты стромы с вкраплениями липидных гранул). Показано влияние процесса лиофилизации на оптический спектр твердофазных составляющих мышечной ткани, иллюстрирующее расширенные возможности метода ЭСДО.

1. Orehova S., Nechiporenko U., Vasileva I., Nechiporenko A. Electronic spectrum of pork and beef muscle tissue surface samples, subjected to electronic-irradiation processing. // 6th Baltic Conference on Food Science and Technology “Innovations for food science and production”. “Foodbalt 2011”. Latvia, Jelgava, May 5-6, 2011. – P. 199-203.

2. Orehova S., Nechiporenko U., Vasileva I., Nechiporenko A. Ethanol effect on the radiolysis of pork muscle tissue. // 6th Baltic Conference on Food Science and Technology “Innovations for food science and production”. “Foodbalt 2011”. Latvia, Jelgava, May 5-6, 2011. – P. 177-181.

3. Орехова С.М., Нечипоренко А.П., Нечипоренко У.Ю., Цветкова М.Н. Влияние кластерной структуры водно-спиртовых смесей на свойства поверхности мышечной ткани животного происхождения. Материалы XVII Всероссийской конференции «Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах». Т.3. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. – С. 31-33.

Оглавление

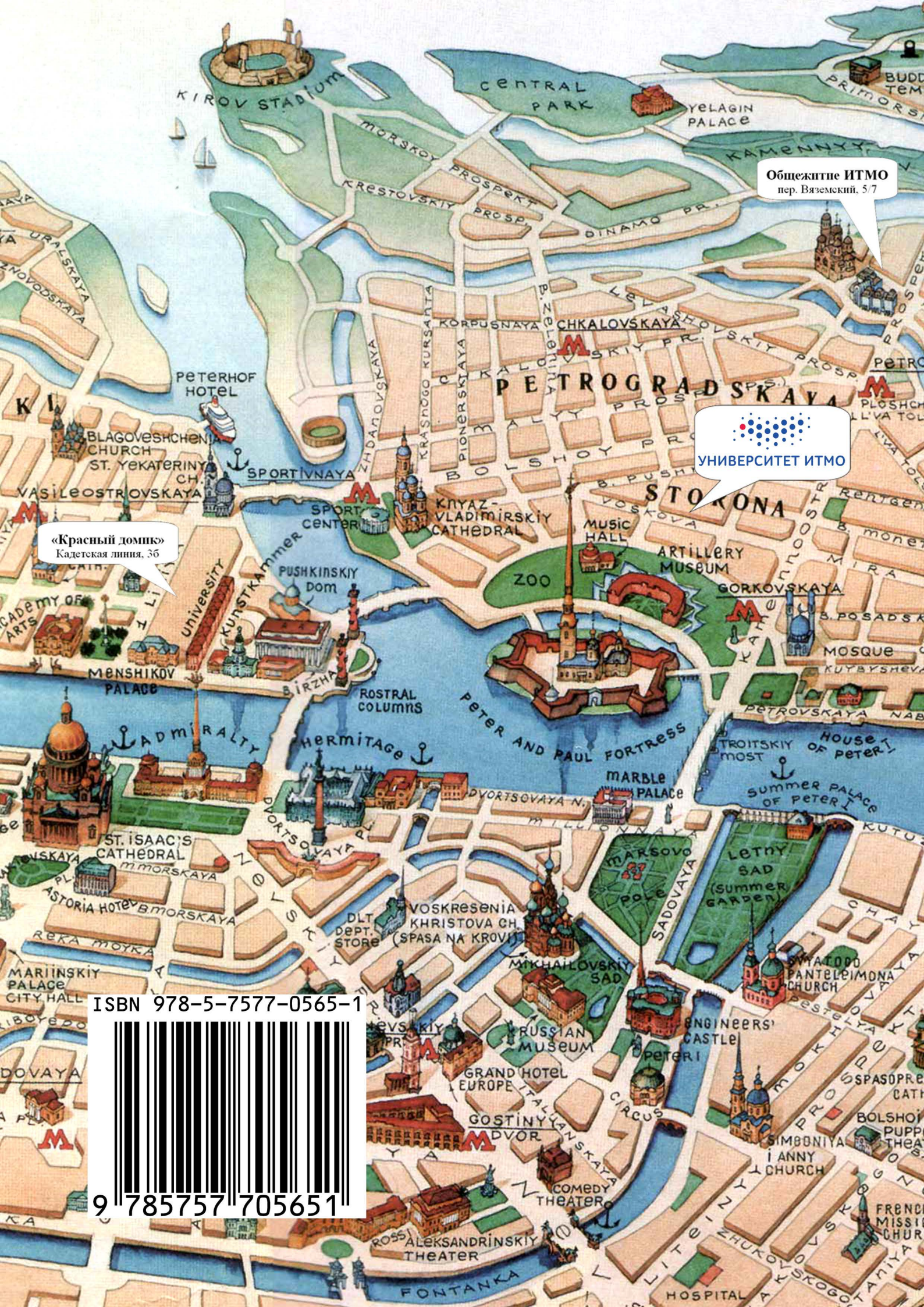
ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ.....	3
ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ.....	4
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	4
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	82
НЕЛИНЕЙНАЯ И КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА.....	161
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	161
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	215
ФИЗИКА ЛАЗЕРОВ И ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ	259
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	259
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	277
МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ.....	295
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	295
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	354
УСТРОЙСТВА И СИСТЕМЫ ФОТОНИКИ	422
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	422
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	469
ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ФОТОНИКИ	480
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	480
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	498
ОПТИКА И ФОТОНИКА В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ	513
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	513
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	534
ФОТОФИЗИКА И БИОТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ.....	590
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ	590
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	598
Оглавление	605

Сборник трудов X Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017». Санкт-Петербург. 16-20 октября 2017 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова

Научное издание

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО
Зав. РИО
Подписано к печати 06.10.17
Заказ № 4052
Тираж 300 экз.

Н.Ф. Гусарова

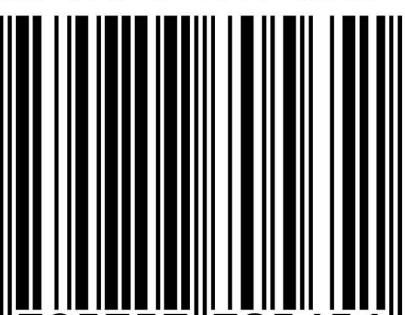


Общежитие ИТМО
пер. Вяземский, 5/7

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

«Красный домик»
Кадетская линия, 36

ISBN 978-5-7577-0565-1



9 785757 705651