МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

СБОРНИК ТРУДОВ Х МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ОПТИКИ – 2018»

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ 15-19 октября 2018

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург 2018 ББК 22.34. Оптика УДК 535

Сборник трудов X Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018». Санкт-Петербург. 15-19 октября 2018 / Под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб: Университет ИТМО, 2018. – 467 с.: с ил.

ISBN 978-5-7577-0588-0

ББК 22.34. Оптика

Рецензенты:

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

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

В сборник вошли труды X Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018», прошедшей 15-19 октября 2018 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 научнообразовательных 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, 2018 © Авторы, 2018

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЗРЫВ КАПЛИ ВОДЫ, ВЫЗВАННЫЙ ИОНИЗАЦИЕЙ ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЕГО ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВОЗДУХЕ

Мурзанев А.А., Ефименко Е.С.

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

Экспериментально и численно исследован процесс взаимодействия микроскопической капли воды диаметром десятки микрон.

Изучено взаимодействие мощного фемтосекундного пучка лазерного излучения титан сапфирового лазера (центральная длина волны 800 нм, длительность импульса ~ 70 фс) с высокой интенсивностью, достаточной для возникновения филаментации [1] в окружающем воздухе, и капельках воды с размером меньше, чем центральная область филамента, заполненная плазмой – ее ядро. Ранее был изучен взрыв капель воды в поле высокой интенсивности фемтосекундного излучения: изучалась зависимость характера взрыва от интенсивности падающего излучения [2,3], а также рассеяние лазерного излучения и его спектральные характеристики в [3]. Было установлено, что характер взрывного разрушения микроскопической капли сильно зависит от интенсивность падающего на нее излучения. Тем не менее взаимодействие при интенсивностях выше 10^{14} Вт/см², которые должны достигаться при филаментации в ядре [4] еще не изучено.

Мы провели экспериментальные исследования процесса взаимодействия капли с диаметром 30 мкм с лазерным излучением в области, где наблюдалась филаментация. Экспериментально обнаружено, что при высоких интенсивностях лазерного излучения, достигаемых в окрестности лазерного филамента, наблюдается пробой на поверхности капли со стороны падения на нее лазерного импульса, а не только в ее внутренних фокусах (Рис. 1), диаметр капли 30 мкм. Кроме того, было обнаружено, что присутствуют горячие плазменные очаги - источники белого света наблюдались в задних и передних фокусах, расположенных внутри капли, а также в воздухе, в области фокуса лежащего за сферической капелькой (Рис. 2). Экспериментально наблюдалось взрыв водяной капли, при котором происходит быстрый разлет ее вещества.





Рис. 1. Ионизация передней поверхности капли, лазерное излучение распространяется слева направо

Рис. 2. Очаги плазмы, образовавшиеся в двух внутренних фокусах капли и за ней

Взаимодействие лазерного излучения исследовалось численно с использованием самосогласованной модели. Решение уравнений Максвелла выполнялось методом FDTD в

сочетании с уравнением баланса для плотности электронов. Показано, что ионизация на передней поверхности капли проявляется при интенсивности падающего излучения порядка 2,5 10¹³ Вт/см². Область поглощения энергии лазерного излучения веществом капли имеет сложную структуру в силу интерференции излучения распространяющегося внутри капли излучения с его переотражениями в капле. Наибольшее количество энергии выделяется в окрестности фокуса вблизи задней стенки капли (расположенной дальше по ходу излучения), в переднем меньше, при высоких интенсивностях в падающем импульсе, когда возникает ионизация на передней поверхности капли и выше, количественное соотношение энерговкладов изменяется.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (грант № 18-32-00949)

Список литературы

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, Physical Reports, **441**. 2-4, 47–189, (2007)

2. A. Lindinger, J. Hagen, L.D. Socaciu, T.M. Bernhardt, L. Wöste, D. Duft, T. Leisner, Applied optics, **43**(27), 5263-5269, (2004).

3. E.S. Efimenko, Y.A. Malkov, A.A. Murzanev, A.N. Stepanov, J. Opt. Soc. Am. B: Optical Physics, **31**, №3, 534-541 (2014)

4. S.I. Mitryukovskiy, Y. Liu, A. Houard, A. Mysyrowicz, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48 (9), p. 94003, (2015).

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА И СПЕКТРЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВИХРЕВОМ ПУЧКЕ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ В СРЕДЕ С АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ Васильев Е.В., Шленов С.А.

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

Численно исследовано самовоздействие вихревого пучка с топологическим зарядом m = 1 на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм в плавленом кварце в условиях аномальной дисперсии групповой скорости.

Явление филаментации фемтосекундных лазерных импульсов представляет собой формирование длинной и тонкой нити, в которой при распространении локализуется световое поле с высокой плотностью мощности [1]. На самовоздействие в прозрачных диэлектриках фемтосекудных импульсов существенно влияет дисперсия групповой скорости (ДГС). При аномальной ДГС происходит самоукручение заднего фронта импульса [2], формируется изолированное антистоксово крыло в спектре суперконтинуума [3]. В условиях аномальной ДГС происходит самокомпрессия импульса, которая сопровождается формированием «световых пуль» - локализованных в пространстве и времени экстремально сжатых волновых пакетов [4, 5].

Фазовая сингулярность в кольцевом пучке подавляет его коллапс [6] и увеличивает критическую мощность самофокусировки $P_V^{(m)}$ [7]. Например, в вихревом пучке с топологическим зарядом m = 1 величина $P_V^{(1)}$ в четыре раза превышает критическую мощность самофокусировки гауссовского пучка P_G [8]. В работе [9] показано, что при нормальной ДГС в вихревом пучке формируется филамент трубчатой формы радиусом несколько микрон и плазменный канал с концентрацией электронов порядка $10^{-3}N_0$, где N_0 - концентрация нейтралов.

Целью настоящей работы является исследование влияния аномальной ДГС на самовоздействие в плавленом кварце фемтосекундного излучения кольцевого пучка с дислокацией фазы, изучение пространственно-временной динамики импульса и трансформации его спектра.

Численное моделирование самовоздействия вихревого пучка фемтосекундного излучения было выполнено в цилиндрической системе координат на основе модели медленно меняющейся волны [10] путем решения замкнутой системы уравнений относительно комплексной амплитуды светового поля $A^{(m)}(r,t,z) = A(r,t,z) \exp(im\varphi)$ (1) и концентрации электронов плазмы $N_e(r,t)$ (2):

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

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

Уравнение (1) описывает дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности, обратное тормозное поглощение, линейное и нелинейное поглощение светового поля. Оператор волновой нестационарности $\hat{T} = 1 + i/\omega_0 \times \partial/\partial t$.

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

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

где m = 1, $\varphi(x, y) = \arctan(x/y)$, $r_0 = 100$ мкм, $t_0 = 36$ фс. Таким образом, вихревой пучок имеет гауссову форму спектрально-ограниченного фемтосекундного импульса на центральной длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм, что соответствует аномальной ДГС в плавленом кварце

с дисперсионным параметром $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 |_{\omega = \omega_0} = -62.6 \text{ фc}^2/\text{мм}$. Дисперсионная длина $z_{disp} = t_0^2 / k_2$ составляет 2.1 см. Пиковая мощность в пять раз превышает критическую мощность самофокусировки вихревого пучка, $P_0 = 5P_V^{(1)}$, максимальная начальная интенсивность $I_{max} = 2.3 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, а энергия $E_0 = 12.7 \text{ мкДж}$.



Рис. 1. Пространственно-временное распределение интенсивности при распространении оптического вихря на длине волны 1800 нм в плавленом кварце на расстояниях *z* = 0.0 см (a), 0.9 см (b), 4.1 см (c), 4.3 см (d) в логарифмическом масштабе

В условиях аномальной ДГС распространение оптического вихря (Рис. 1, а) при керровской самофокусировке сопровождается компрессией импульса во времени. На расстоянии z = 0.9 см формируется высокоинтенсивный кольцевой волновой пакет длительностью около 10 фс и радиусом, близким к $r_0 = 100$ мкм (Рис. 1, б). При дальнейшем распространении происходит перетекание большей части энергии к оптической оси.. Поскольку фазовая сингулярность препятствует формированию унимодального профиля с максимальной интенсивностью на оси, в поперечнике пучка образуются интерференционные кольцевой структуры в котором еще меньше и составляет около 50 мкм. Далее процесс перетекания энергии по направлению к оптической оси вследствие самофокусировки всего кольца в целом продолжается (Рис. 1, d). Этот процесс развивается на временных слоях, смещенных к хвосту импульса примерно на 100 фс. В результате на расстоянии z = 4.3 см формируется узкое (около 10 мкм) кольцо с пиковой интенсивностью ~5 $\cdot 10^{13}$ BT/см² и длительностью около 10 фс. Затем возникшая в этом фокусе лазерная плазма приводит к быстрому уширению оптического вихря как в пространстве, так и во времени.

Количественная эволюция энергии оптического вихря в различных спектральных областях представлена на Рис. 2. Оценивалась энергия, перетекающая из центральной области (E_c) в стоксову (E_s) и антистоксову (E_a) части. Центральной областью называется полоса частот $\omega_0 \pm 1.5\Delta\omega$, где $\Delta\omega$ - спектральная полуширина импульса по уровню е⁻¹. Спектральные области с меньшими и большими длинами волн условно названы антистоксовыми и стоксовыми, соответственно. Быстрое уменьшение энергии в центральной области и ее рост в стоксовой и антистоксовой областях происходит уже при первичной самофокусировке на расстоянии около z = 0.9 см.



Рис. 2. Трансформация энергии из центральной спектральной области $(E_c, 1633 \text{ нм} \le \lambda \le 2023 \text{ нм})$ в стоксову $(E_S, \lambda > 2023 \text{ нм})$ и антистоксову $(E_A, \lambda < 1633 \text{ нм})$ при распространении оптического вихря в области аномальной дисперсии групповой скорости. E_0 -начальная энергия импульса

В плоскости первого нелинейного фокуса доля энергии в центральной и стоксовой областях практически равны и составляют чуть менее 50%. Дальнейшее распространение импульса сопровождается почти линейным убыванием энергии в центральной области и возрастанием в стоксовой вплоть до следующего нелинейного фокуса в окрестности z = 4 см. В этом месте доля энергии в антистоксовой области испытывает скачок из-за укручения фронтов импульса и доходит приблизительно до 10%, в то время как значение энергии в стоксовой области изменяется незначительно.

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-00624.

Список литературы

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г., Квант. Эл., 39, №3, 205-228, (2009).

2. Balakin A.A., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A., Phys. Rev. A., 80, 063807 (2009).

3. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П., *Квант.* эл., **42**, №10, 913-919, (2012).

4. Berge L., Skupin S., Phys. Rev. E., 71, 065601, (2005).

5. Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P., J. of Physics B., 48, №19, (2015)

6. Desyatnikov A.S., Buccoliero D., Dennis M.R., Kivshar Y.S., Phys. Rev. Lett., 104, №5, 053902, (2010).

7. Kruglov V.I., Logvin Yu.A., Volkov V.M., J. of Modern Optics, 39, №11, 2277, (1992).

8. Vuong L.T., Grow T.D., Ishaaya A., Gaeta A.L., Hooft G.W., Eliel E.R., Fibich G., *Phys. Rev. Let.*, **96**, 133901, (2006).

9. Васильев Е.В., Шленов С.А., Квант. эл., 46, №11, 1002-1008, (2016).

10. Brabec T., Krausz F., Phys. Rev. Let., 78, 3282, (1997).

САМОФОКУСИРОВКА И ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ НЕСКОЛЬКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Ризаев Г.Э.*,**, Шалова А.В.*,**, Мокроусова Д.В.*,**, Сунчугашева Е.С.*, Селезнев Л.В.*, Ионин А.А.*

*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия **Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный, Россия

Исследуется процесс самофокусировки гауссова пучка, прошедшего через маску из четырех отверстий, и выход третьей гармоники, образующейся при филаментации такого пучка.

Самофокусировка является одним из определяющих эффектов в таком явлении как филаментация. При распространении лазерного импульса в режиме филаментации самофокусировка конкурирует с другим процессом – дефокусировкой на лазерной плазме. И если самофокусировка происходит за счет вклада Керровской нелинейности в показатель преломления среды, который пропорционален интенсивности излучения, то добавка к показателю преломления за счет плазменного канала имеет противоположный знак и зависит от плотности плазмы. В филаменте, в самосогласованном режиме, эти два процесса компенсируют друг друга, что приводит к ограничению интенсивности.

В статьях [1, 2] было показано, что при множественной филаментации интенсивность может быть увеличена в результате нелинейного взаимодействия стохастически распределенных в поперечном сечении филаментов. В работе [3] было получено превышение интенсивности над интенсивностью одиночного филамента при взаимодействии нескольких регуляризованных пучков, однако в ней не был исследован факт, было ли это обусловлено взаимодействием филаментов вблизи фокуса или филаментацией образовавшегося пучка как целого. В связи с этим в настоящей работе была исследована критическая мощность самофокусировки пучка, прошедшего через маску с четырьмя отверстиями.







Рис. 2. Смещение центра плазменного канала от фокуса в зависимости от энергии

Эксперимент проводился на титан-сапфировой лазерной системе с длиной волны 744 нм и длительностью импульсов 90 фс. Сложение осуществлялось при фокусировке гауссового пучка (f = 110 см), прошедшего через маску с четырьмя отверстиями (аналогично статье [2]). Далее электродами измерялась линейная плотность плазмы в зависимости от расстояния до фокусирующего зеркала при разных энергиях импульса (Рис. 1). При малых энергиях плазма образуется симметрично относительно геометрического фокуса зеркала (Рис. 1, энергии менее 0,55 мДж), при увеличении энергии больше значения, соответствующего критической мощности самофокусировки (критической энергии), область существования плазменного канала несимметрично вытягивается в сторону зеркала (Рис. 1, энергии более 0,55 мДж), что

соответствует началу филаментации до геометрического фокуса. На Рис. 2 показана зависимость от энергии положения центра плазменного канала относительно геометрического фокуса. При энергиях менее 0,5 мДж положение центра в пределах погрешностей совпадает с геометрическим фокусом. При энергии 0,6 мДж центр плазменного канала уже явно смещается в направлении фокусирующего зеркала. Таким образом, критическую энергию можно определить как $E = 0.55 \pm 0.05$ мДж.

Поскольку в наших условиях критическая энергия для одного гауссового пучка составляет порядка 0,3 мДж (было измерено в более ранних экспериментах), то данного значения энергии недостаточно для филаментации каждого из четырех пучков в отдельности, что позволяет говорить о самофокусировке такого пучка как целого.



Рис. 3. Поперечное распределение излучения после филаментации: a) E = 0,4 мДж; б) E = 0,76 мДж; в) E = 1,1 мДж

Для контроля появления общего центрального филамента за областью филаментации помещалась система визуализации поперечного профиля излучения: распределение излучения люминесценции экрана проецировалось с помощью объектива на CCD-камеру. При превышении критической энергии самофокусировки наблюдается появление центрального максимума, который ассоциируется с появлением общего центрального филамента, образующегося в результате нелинейного взаимодействия пучков (Рис. 3).



Рис. 4. Распределение третьей гармоники при взаимодействии 2 пучков (слева) и 4 пучков (справа)

Стоит ожидать, что увеличение интенсивности пучка при сложении филаментов приведет к увеличению эффективности нелинейных процессов, и в частности, генерации третьей гармоники. Поэтому при данной схеме эксперимента также была измерена энергия третьей гармоники на выходе. С помощью дифракционной решетки излучение третьей гармоники пространственно отделялось от остального излучения и регистрировалось с помощью фотодетектора ФЭК.

Эксперимент проводился при открытых четырех, двух и одном отверстии. В случае сложения двух пучков наблюдаются только основные максимумы. В случае сложения четырех – кроме основных максимумов, наблюдается слабый центральный максимум и достаточно интенсивное кольцо (Рис. 4).



Рис. 5. Зависимость энергии третьей гармоники от энергии одного ИК пучка для различных конфигураций исходного пучка

На Рис. 5 представлены зависимости энергии третьей гармоники от энергии ИК импульса, в пересчете на одно открытое отверстие, то есть на один пучок после прохождения маски. Из графика видно, что сложение двух филаментов значительно повышает эффективность генерации третьей гармоники относительно одиночного филамента. Сложение четырех филаментов также заметно увеличивает эффективность преобразования энергии в третью гармонику за счет формирования кольца. В свою очередь измерение энергии одного максимума в распределении третьей гармоники в случае сложения четырех филаментов показало, что энергия основных максимумов не увеличивается относительно случая сложения двух пучков.

Таким образом, в ходе эксперимента было показано, что при прохождении пучком маски из четырех отверстий возможно как слияние филаментов, рассмотренное в работе [3], так и филаментация пучка такой формы как целого, когда энергии для самофокусировки каждой из его частей в отдельности недостаточно. Эффективность генерации третьей гармоники существенно возрастала при сложении нескольких пучков по сравнению с одиночным лазерным пучком.

Список литературы

1. O.G. Kosareva, W. Liu, N.A. Panov, J. Bernhardt, Z. Ji, M. Sharifi, R. Li, Z. Xu, J. Liu, Z. Wang, J. Ju, X. Lu, Y. Jiang, Y. Leng, X. Liang, V.P. Kandidov, S.L. Chin, *Laser Physics*, **19**, №8, 1776-1792, (2009).

2. G. Point, Y. Brelet, A. Houard, V. Jukna, C. Milian, J. Carbonnel, Y. Liu, A. Couairon, A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 223902, (2014).

3. D.E. Shipilo, N.A. Panov, E.S. Sunchugasheva, D.V. Mokrousova, V.A. Andreeva, O.G. Kosareva, L.V. Seleznev, A.B. Savel'ev, A.A. Ionin, S.L. Chin, *Laser Phys. Lett.*, **13**, 116005, (2016).

АСТИГМАТИЧЕСКИЙ ГАУССОВ ПУЧОК: ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА Киселев А.П., Плаченов А.Б.*, Дьякова Г.Н.**

Санкт-Петербургское отделение математического института им. В.А.Стеклова РАН, Санкт-Петербург, Россия Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

* Российский технологический университет (МИРЭА), Москва, Россия ** Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмических технологий, Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются точные решения уравнения Гельмгольца, асимптотически совпадающие с известным выражением для астигматического гауссова пучка. Эти решения имеют вид интегралов по плоским волнам и обобщают аналогичное решение, полученное ранее для осесимметрического случая.

Фундаментальная мода астигматического гауссова пучка описывается выражением (см., напр., [1, 2])

$$G = \sqrt{\det \Gamma(z)} \exp ik \left\{ z + \frac{1}{2} \mathbf{r}_{\perp}^{T} \Gamma(z) \mathbf{r}_{\perp} \right\},$$
(1)

где $\mathbf{r}_{\perp} = (x, y), T$ означает транспонирование, а $\Gamma(z)$ – произвольная симметричная матрица

с положительно определённой мнимой частью, удовлетворяющая уравнению $\Gamma_z + \Gamma^2 = \mathbf{0}$. Выражение (1) получено методом параболического уравнения [1] и в окрестности оси *z* асимптотически удовлетворяет уравнению Гельмгольца

 $u_{xx} + u_{yy} + u_{zz} + k^2 u = 0.$ ⁽²⁾

Функция (1) локализована в окрестности этой оси при выполнении условия $kb_{\min} >> 1$,

где b_{\min} – наименьшее собственное значение не зависящей от z матрицы –Im Γ^{-1} .

Мы строим точное решение уравнения (2) в свободном пространстве, зависящее от безразмерного параметра kb_{\min} и асимптотически совпадающее с (1) при kb_{\min} >>1. Процедура базируется на разложении по плоским волнам и обобщает решение, полученное в [3] для гораздо более простого случая осесимметрического гауссова пучка.

Список литературы

1. В.М. Бабич, В.С. Булдырев, Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, М., «Наука», 456 с. (1972).

2. E. Heyman, L.B. Felsen, J. Opt. Soc. Am. A, 18(7), 1588-1611 (2001).

3. А.П. Киселев, Опт. и спектр., **123**, №6, 935-939 (2017). Поправка: Опт. и спектр., **124**, №3, 450 (2018).

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ И ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯ В СРЕДАХ С РАМАНОВКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Львов К.В., Стремоухов С.Ю., Потемкин Ф.В.

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

В работе изучено влияние рамановской и керровской нелинейностей на спектр суперконтинуума и временной профиль фемтосекундных лазерных импульсов на длине волны 1,24 мкм (положительная ДГС) и 1,9 мкм (отрицательная ДГС) при их филаментации в кристалле YAG.

Изучение процесса филаментации фемтосекундного лазерного излучения в настоящее время обусловлено большим числом применений нелинейных эффектов, сопровождающих этот процесс. Совместное действие самофокусировки, вызванной эффектом Керра, и дефокусировки на плазме позволяет изучать распределение плотности различных веществ в атмосфере [1]. Сложное взаимодействие процессов самовоздействия (фазовая самомодуляция, укручение волнового фронта) и генерации плазмы приводит к значительному уширению спектра импульса, генерации суперконтинуума [2-3]. Филаментация в среде с отрицательной дисперсией групповой скорости (ДГС) рассматривается как перспективный способ создания ультракоротких лазерных импульсов в ближней и средней ИК-области [4].

Излучение суперконтинуума широко используется в качестве затравочного излучения в параметрических усилителях [5]. Генерация суперконтинуума при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона изучается как теоретически, так и экспериментально [6-7]. Рамановская нелинейность обычно включается в рассмотрение путем введения нелинейного показателя преломления, зависящего от времени. Функция отклика кварца рассчитана в работе [8]. В [9] было смоделировано распространение импульсов на длине волны 3,1 мкм в кристалле YAG. Увеличивая рамановский вклад в суммарную нелинейность, а также изменяя рамановскую частоту с 0,05 до 0,3 ПГц, авторы обнаружили увеличение спектральной плотности энергии в красной части спектра.

При положительной ДГС фемтосекундный лазерный импульс при филаментации расщепляется на два субимпульса. Передний распространяется с большей скоростью и отвечает за уширение спектра в красную область, а задний – с меньшей скоростью и отвечает за уширение в синюю область спектра [10]. При отрицательной ДГС совместное действие дисперсии и фазовой самомодуляции приводит к компрессии импульса как по пространству, так и по времени и образованию световых пуль [4]. В этом случае спектр суперконтинуума покрывает несколько октав [3].

Было изучено влияние рамановской нелинейности на временной профиль импульса и спектр суперконтинуума. Первый ряд на Рис. 1 изображает временные профили импульса для разных длин распространения при мощности 3,9 МВт. Графики в нижней части рисунков показывают плотность свободных электронов, усредненную по всему времени прохождения импульса. Первая колонка соответствует рамановскому вкладу $\theta = 0$, второй – $\theta = 0.2$, третий – $\theta = 0.4$. Можно видеть, что при учете рамановской нелинейности передний субимпульс становиться более интенсивным и распространяется на большее расстояние, по сравнению с задним субимпульсом. Последний может быть сильно подавленным, как, например, на Рис. 1(в). Более того, второе расщепление располагается ближе к первому, и плотность свободных электронов падает с меньшей скоростью. Такая временная динамика может быть объяснена рамановской нелинейностью.

Спектры суперконтинуума для различных уровней рамановской нелинейности приведены на Рис. 1(г-е). Поскольку импульс испытывает расщепления, то спектр уширен в синюю область и особенно в красную. Эти спектры не имеют хорошо заметных отличий, кроме того факта, что рамановская нелинейность приводит к сближению двух расщеплений.

В случае с отрицательной ДГС (Рис. 2) можно заметить, что при увеличении θ все пули начинают группироваться и немного сдвигаются в сторону больших значений времени, т.е. распространятся с меньшей скоростью (Рис. 3(в)). По этой причине действие интерференции

уменьшается, и спектр в целом немного сужается (Рис. 3(г-е)). Этот эффект обусловлен не мгновенным действием, а задержанным, рамановской нелинейности. Она чувствительна к временной эволюции и запускает процесс образованию пуль раньше, тем самым, группируя их.



Рис. 1. (а-в) Распределение интенсивности излучения на оси (сверху) и плотности свободных электронов (внизу) в зависимости от длины распространения. (г-е) Динамика спектров суперконтинуума в зависимости от длины распространения при положительной ДГС и начальной мощности 3,9 МВт.

Расчеты проведены для $\theta = 0$ (а,г), $\theta = 0.2$ (б,д), $\theta = 0.4$ (в,е)



Рис. 2. (а-в) Распределение интенсивности излучения на оси (сверху) и плотности свободных электронов (внизу) в зависимости от длины распространения. (г-е) Динамика спектров суперконтинуума в зависимости от длины распространения при отрицательной ДГС и начальной мощности 9,3 МВт.

Расчеты проведены для $\theta = 0$ (а,г), $\theta = 0.2$ (б,д), $\theta = 0.4$ (в,е)

Чтобы понять изменения в спектре, было рассчитано отношение интегральной спектральной энергии красной части спектра и интегральной спектральной энергии первоначального импульса:

$$W_{\rm Kp} = \frac{\int_{\lambda_0}^{\lambda_{\rm MAKC}} S_{\rm CK}(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} S_{\rm BX}(\lambda) d\lambda},$$

т.е. какая доля начальной энергии приходится на красную часть спектра суперконтинуума (Рис. 3). Согласно расчетам, при положительной ДГС эта доля максимальна для уровня рамановской нелинейности $\theta = 0.15$. Она уменьшается с дальнейшим ростом параметра θ . Заметим, что разница между минимальным и максимальным значением составляет около 10 %.



Рис. 3. Отношение интегральной спектральной энергии красной части спектра суперконтинуума и интегральной спектральной энергии начального импульса в зависимости от относительного вклада рамановской нелинейности θ при
 а) положительной ДГС, б) отрицательной ДГС и начальной мощности 9,3 МВт

При отрицательной ДГС эта доля монотонно снижается с увеличением θ , причем вблизи значений 0,1-0,2 энергонаполнение красной части спектра не изменяется. Поэтому правильный выбор среды для филаментации и генерации суперконтинуума с нужным значением вклада рамановской нелинейности позволит получить большую спектральную яркость красной части спектра.

Список литературы

- 1. A. Braun et al., J. Opt. Lett., 20, №1, 73-75, (1995).
- 2. N. Garejev, G. Tamosauskas and A. Dubietis, JOSA B, 34, №1, 88-94, (2017).
- 3. F. Silva et al., Nat. Comm., 3, No807, (2012).
- 4. E.O. Smetanina et al., Laser Phys. Lett., 10, 105401, (2013).
- 5. E.A. Migal, F.V. Potemkin, JETP Lett., 107, №5, 301-305, (2018).
- 6. M. Bradler, P. Baum, E. Riedle, Appl. Phys. B, 97, 561-574, (2009).
- 7. V. Jukna et al., Appl. Phys. B, 116, №2, 477-483, (2014).
- 8. R.H. Stolen, J.P. Gordon, JOSA B, 6, №6, 1159-1166, (1989).
- 9. M. Hemmer et al., Opt. Express, 21, №23, 28095-28102, (2013).
- 10. J. Galinis et al., Phys. Rev. A, 92, 033857, (2015).

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД Z-СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ

Воронцова И.О., Мельник М.В., Путилин С.Е., Цыпкин А.Н., Козлов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложена модификация метода Z-сканирования для измерения нелинейного показателя преломления в терагерцовой области спектра. Проведена численная апробация модифицированного метода Z-сканирования для кристалла ZnSe в ТГц диапазоне частот. Выполнено сравнение полученных результатов с результатами стандартного метода Z-сканирования и показано превосходство предложенного метода.

В последнее время был достигнут значительный прогресс в развитии систем генерации терагерцового (ТГц) излучения высокой интенсивности [1], что позволило приступить к исследованию нелинейных явлений для волн этого спектрального диапазона [2-4]. Важнейшим параметром, характеризующим нелинейность отклика материала в поле интенсивных волн, является коэффициент его нелинейного показателя преломления, обычно обозначаемый как n₂ [5]. Эта характеристика определяется из соотношения

 $n = n_0 + n_2 I,$

(1)

где *n*-нелинейный показатель преломления, n_0 -его линейная часть, *I*-интенсивность излучения, которое в определении (1) предполагается монохроматическим. Теоретически ранее было предсказано, что нелинейный отклик кристаллов в поле ТГц излучения может оказаться очень большим вследствие сильного вклада в него нелинейности колебательной природы [6]. В экспериментальной работе [4] было показано, что для непрерывного ТГц-излучения лазера на свободных электронах FELIX величина коэффициента n_2 некоторых оптических кристаллов действительно отличается от значений, полученных для них в видимом и ИК диапазонах спектра. Однако сами значения n_2 в [4] не приводятся. В работе [3] была приведена косвенная экспериментальной и составила около 10^{-11} см²/Вт.

В настоящей работе приведены результаты измерения в ТГц спектральном диапазоне нелинейного показателя преломления для кристалла ZnSe толщиной 300 мкм стандартным и модифицированным методами Z-сканирования. Кроме того, в работе представлены результаты численного моделирования стандартного и модифицированного методов Z-сканирования для ТГц импульса длительностью 10, 5, 2, 1, 0,3 пс. Моделирование проводилось в программном пакете LBullet3D со следующими параметрами: среда распространения – ZnSe, толщина кристалла 300 мкм, центральная длина волны ТГц импульса – 0,3 мм, поперечная ширина пучка – 25 мм, пиковая интенсивность - 10⁷ Bт/см².

На рисунке а представлены результаты численного моделирования стандартного метода Z-сканирования для кристалла ZnSe в TГц диапазоне частот.





Как видно из рисунка а, кривые Z-сканирования совпадают для импульсов длительностью 1, 2, 5 и 10 пс. Отличие результатов для импульса длительностью 0,3 пс связано с особенностью его самофокусировки [7]. По известным формулам для метода Z-сканирования [3] из полученных графиков возможно рассчитать средний нелинейный показатель преломления кристалла ZnSe.

На рисунке б представлены результаты численного моделирования модифицированного метода Z-сканирования для тех же параметров. Можно отметить, что, как и в случае стандартного метода, кривые практически совпадают для импульсов длительностью 1, 2, 5, 10 пс, в то время как импульс длительностью, 0.3 пс очень сильно отличается от остальных.

Список литературы

1. Zhang X. C., Shkurinov A., Zhang Y., *Nature Photonics*, **11**, №1, 16, (2017).

2. Nicoletti D., Cavalleri A., Advances in Optics and Photonics, 8, No3, 401, (2016).

3. Korpa C. L. et al., *Journal of Physics B*, **49**, №3, 035401, (2016).

4. Molloy J. et al., Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 1, (2016).

5. Boyd R. W., *Handbook of Laser Technology and Applications (Three-Volume Set).*, Taylor & Francis, 161, (2003).

6. Dolgaleva K., Materikina D.V., Boyd R.W., Kozlov S.A., Phys. Rev. A, 92, №2, 023809, (2015).

7. Дроздов А.А., Козлов С.А., *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **13**, №3, 46-50, (2013).

ГЕНЕРАЦИЯ МУЛЬТИОКТАВНОГО СУПЕРКОНТИНУУМА И СУБПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА В ПОЛЫХ АНТИРЕЗОНАНСНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Глек П. Б., Степанов Е. А., Воронин А. А., Meng F.*, Митрофанов А. В., Сидоров-Бирюков Д. А., Li Y.*, Федотов А. Б., Ни М.*, Желтиков А. М. МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*Тяньцзиньский университет, Тяньцзинь, Китай

Экспериментально продемонстрирована генерация сверхширокого суперконтинуума в полом антирезонансном волноводе при накачке фемтосекундными импульсами среднего инфракрасного диапазона с энергией порядка нескольких мкДж. Численное моделирование распространения импульсов показывает возможность формирования субпериодных волновых пакетов в антирезонансных волокнах.

Генерация предельно коротких лазерных импульсов длительностью порядка одного цикла поля и менее является одной из приоритетных задач современной лазерной физики, позволяющей решать широкий спектр задач, в частности, исследовать быструю динамику электронов в газах и твердых телах [1]. Для разработки методов компрессии импульсов в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне требуется создание новых типов волноводов, сочетающих в себе высокую оптическую нелинейность, широкую полосу пропускания и подходящую для генерации субпериодных импульсов дисперсию. Такая комбинация свойств реализуется в полых антирезонансных волноводах [2].

В работе экспериментально продемонстрирована генерация сверхширокого суперконтинуума в полых антирезонансных волноводах при распространении импульсов длительностью около 100 фс с центральной длиной волны 3.2 мкм. Спектр максимально широкого суперконтинуума простирается от 300 до 5200 нм, что составляет более 4 октав.

Проведен численный анализ нелинейно-оптического взаимодействия сверхкоротких импульсов среднего ИК диапазона в полых антирезонансных волокнах на основе численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера [3]. Продемонстрировано, что основным механизмом, приводящим к сверхуширению спектра импульсов накачки, является солитонная самокомпрессия.

Сравнение результатов численного моделирования и экспериментальных данных в диапазоне энергий импульсов от 5 до 50 мкДж и давлений аргона в полом волокне от 1 до 16 атм демонстрирует возможность генерации импульсов длительностью менее половины периода оптического поля с центральной длиной волны 2.1 мкм. Возможность временной компрессии лазерных импульсов до субпериодных длительностей в полом антирезонансном волокне обусловлена совместным действием самоукручения, высших порядков дисперсии и плазменной нелинейности.

Список литературы

1. E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleineberg, *Science*, **320**, № 5883, 1614–1617 (2008).

2. C. Wei, R. J. Weiblen, C. R. Menyuk, J. Hu, Adv. Opt. Photonics, 9, № 3, 504-561, (2017).

3. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J.-P. Wolf, *Reports Prog. Phys.*, **70**, № 10, 1633–1713, (2007).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД Z-СКАНИРОВАНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В РАСТВОРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ Пономарева Е.А., Путилин С.Э., Цыпкин А.Н., Скурлов И.Д., Литвин А.П. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе предлагается модифицированный метод z-сканирования для определения нелинейного показателя преломления в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне в коллоидных растворах квантовых точек.

Исследованием нелинейных свойств материалов занимаются уже очень давно. Знания о нелинейных свойствах материала позволяют использовать их в различных применениях науки и техники: в наноэлектронике, в быстрых оптических фотоприемниках, модуляторах и фильтрах. Отдельно необходимо выделить исследования нелинейных свойств квантовых точек (КТ) [1]. Данная область науки сталкивается с проблемой возникновения нагрева образцов в результате воздействия на них высокоинтенсивным излучением. Для применения КТ в конкретных приложениях необходимо разделять термические и оптические свойства материала.

В данной работе предложен модифицированный метод z-сканирования, который заключается в том, что в качестве источника излучения используется лазер с частотой следования импульсов 1 Гц. Данная методика позволяет избежать термического нагрева, который возникает в результате облучения КТ высокоинтенсивным излучением. В качестве исследуемого образца используются КТ сульфида свинца, приготовленные в виде коллоидных растворов в органических растворителях. Приготовленные методом горячей инжекции, КТ сульфида свинца облапдают оптическими переходами в ближней ИК области спектра.

Экспериментальная установка представляет из себя типичную схему z-скана. В качестве излучения накачки используется фемтосекундный лазер со следующими параметрами: центральная длина волны 800 нм, частота повторения импульсов 1 Гц, длительность импульсов от 30 фс (для спектрально-ограниченного импульса) до 300 фс (для спектрального суперконтинуума), энергия в импульсе от 0,1 мкДж до 10 мкДж. Излучение фокусируется с использованием линзы с фокусным расстоянием 20 см. Регистрация прошедшего излучения происходит либо с помощью синхронизированных фотоприемников (Ophir), либо с помощью спектральный диапазон 250 - 1000 нм). Генерация спектрального суперконтинуума происходит в кварце толщиной 2 мм, при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 5 см, а его коллимация – с использованием линзы с фокусным расстоянием 10 см.

Показано, что за счет снижения частоты следования импульсов термический вклад пропадает, что позволяет измерять параметры нелинейности третьего порядка для КТ в режиме резонансного возбуждения.

Список литературы

1. G. P. Banfi, V. Degiorgio, D. Ricard, Advances in Physics, 47 (3), 447-510, (1998).

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДИКИ Z-СКАНИРОВАНИЯ Тарасова М.А., Хорьков К.С., Кочуев Д.А., Иващенко А.В.

Владимирский государственный университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

Исследованы нелинейно-оптические свойства материалов при воздействии фемтосекундного лазерного излучения. Разработана экспериментальная схема для определения коэффициента нелинейного поглощения материала и нелинейного показателя преломления образцов с использованием методики Z-сканирования. Проведен ряд экспериментов.

Исследование нелинейно-оптических свойств материалов, связанных с самофокусировкой и самодефокусировкой лазерного излучения, представляется большой научный и прикладной интерес [1].

Для исследования нелинейно-оптических свойств материала использовалась методика Zсканирования [2]. Данная методика основана на эффекте самофокусировки лазерного излучения в образце, обладающем нелинейными оптическими свойствами, который перемещается вблизи фокуса линзы. Для определения величины и знака нелинейного показателя преломления материала используется схема с закрытой диафрагмой, которая устанавливается после прохождения лазерного излучения через образец, для определения коэффициента нелинейного поглощения – с открытой диафрагмой (Рис.).

В экспериментах использовалась фемтосекундная лазерная система со следующими параметрами: длительность импульса 280 фс, длина волны 1029 нм, частота следования импульсов 10 кГц. Поляризационный ослабитель использовался для регулирования значений мощности лазерного излучения, в целях предотвращения разрушения образцов. Образцы - графен и тонкие металлические пленки. Измерялась зависимость нормированного пропускания образца от координаты положения образца относительно фокальной плоскости.



Рисунок. Схема эксперимента с открытой диафрагмой: 1 – лазерное излучение, 2 – поляризационный ослабитель, 3 – сферическая линза, 4 – образец, 5 – измеритель мощности

Исследуемые величины рассчитывались по кривой пропускания, график которой строился на основе экспериментальных данных [3]. Преимущество методики Z-сканирования заключается в быстроте и простоте исполнения

Список литературы

1. Р.А. Ганеев, Н.В. Каманина, И.А. Кулагин, А.И. Раснянский, Р.И. Тугушев, Т. Усманов, *Квантовая электроника*, **32**, №9, 781-788, (2002).

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

3. Z.S. Shanon, R.Sh. Alnayli, K.J. Tahir, *International Journal of Science and Research*, **5**, №8, 1683-1687 (2016)

ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА ТИТАНА В СРЕДЕ ЖИДКОГО УГЛЕВОДОРОДА

Иващенко А.В., Кочуев Д.А., Хорьков К.С., Тарасова М.А., Чкалов Р.В.

Владимирский государственный университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия

В данной работе описан способ лазерного синтеза микросфер из карбида титана, а так же формирования покрытий карбида титана. Образование микросфер осуществляется под действием фемтосекундного лазерного излучения на поверхность титана в среде жидкого углеводорода.

В последние годы интенсивно изучаются процессы, протекающие при лазерной абляции в жидкой среде. На данный момент, в исследовании этой области, был достигнут значительный прогресс за счет различных технологических средств, разработанных для исследования физических и химических процессов при лазерной абляции твердых тел в жидких средах [1-3].

Уникальные свойства лазерного излучения, недостижимые для других источников, представляют собой большой интерес, несмотря на небольшое распространение лазерных технологических установок. Одной из особенностей лазерного синтеза порошков является возможность получения микрогранул из широкого круга материалов, процесс так же отличается высокой локальностью обработки, что способствует получению продукта с низкой дисперсией размеров частиц.

В экспериментах использовалась *Ti:Sapphire*-лазерная система со следующими параметрами: длительность импульса 50 фс, средняя мощность 450 мВт, длина волны 800 нм, частота следования импульсов 1 кГц. Лазерный пучок диаметром 30 мкм фокусировался на поверхности титанового образца, расположенного в реакционной среде. В качестве образца использовалась титановая пластина марки BT1-0. Кювета представляла собой изолированную от атмосферного воздуха ёмкость, имеющую точку крепления образца, прозрачное окно для ввода лазерного излучения. Образец располагался под слоем жидкого углеводорода. Сканирование лазерным лучом осуществлялось с помощью гальваносканатора со скоростью 0,1-200 мм/с.

Глубина погружения образца подбиралась таким образом, что бы слой жидкости покрывал поверхность обрабатываемого образца, но не вносил ощутимого вклада в процесс поглощения лазерного излучения. При этом происходит динамичный выброс, как жидкости, так и материала образца из области обработки. В процессе обработки происходит образование достаточно густого «тумана» в объеме кюветы.

В результате обработки на поверхности образца было зарегистрировано образование структурированных покрытий и микросфер (Рис. 1).



Рис. 1. РЭМ-изображения: а – поверхность образца после воздействия лазерного излучения; б – микросфера из титана

Формирование покрытий происходило на скоростях сканирования лазерным излучением 10-80 мм/с (Рис. 1(а)). При уменьшении скорости сканирования до 0,1 мм/с наблюдалось образование частиц титана сферичной формы, размером порядка 1-3 мкм (Рис. 1(б)) [4].

В процессе движения продуктов абляции по объему камеры заполненной «туманом» углеводорода происходит снижение энергии выброшенного вещества, наступает само локализация, в пространственную форму с наименьшей площадью поверхности, что и соответствует форме сферы. Стремительное остывание поверхности микрогранул, при контакте

с каплями «тумана», снижается активности их поверхности, таким образом, они не могут слипаться между собой, деформироваться в результате ударов.

Обработанная область исследовалась при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния. Было зарегистрировано образование карбида титана, как на обработанной поверхности (рис. 2,а), так и на поверхности микросфер (Рис. 2,б). Формирование карбида титана при воздействии фемтосекундного лазерного излучения происходит вследствие диссоциации углеводорода и активной ионизации поверхности титана.



Рис. 2. КР-спектры: а – покрытие карбида титана, б – поверхности микросферы, (пики спектров TiC (см⁻¹) 1 – 145, 2 – 249, 3 – 431, 4 – 601)

В работе [5] описано взаимодействие лазерного излучения с образцом из титана в жидкой среде, активные металлы, такие как титан, могут вступать в химические реакции с парами жидкости. Вследствие локального разогрева поверхность образца так же подвергается «науглероживанию».

Полученные в данной работе результаты могут быть использованы для приложений связанных с аддитивными технологиями за счет небольшого диапазона полученных размеров микросфер: от 1-3 мкм, высокой сферичности и гладкости образованной поверхности. Данный способ так же может быть использован для введения углерода в различные металлические композиции. Применение подобной легирующей добавки открывает новые возможности для направлений порошковой металлургии.

Список литературы

1. Е.В. Бармина, Э. Стратакис, К. Фотакис, Г. А. Шафеева, *Квантовая электроника*, **40**, №. 11, 1012-1020, (2010).

2. Б.Б. Костишко, В.В. Светухин, И.О. Явтушенко, Известия высших учебных заведений. Электроника, **21**, № 6, 510-514, (2016).

3. Ю. В. Голубенко, А. Н. Савкин, Т. Ю. Сидоровнина, В. А. Тимошенко, Известия РАН. Серия физическая, **80**, № 8, 1078–1079, (2016).

4. D.A. Kochuev, K.S Khorkov, A.V. Ivashchenko, V.G. Prokoshev, S.M. Arakelian, J. Phys. Conf. Ser. 951, 12015, (2018).

5. А.В. Симакин, В.В. Воронов, Г.А. Шафеев, Российская академия наук, 60, 83-107, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ВНЕШНЕЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА КРЕМНИЙ СДВОЕННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ВАРЬИРУЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКОЙ Кузьмин Е.В., Поляков Д.С., Самохвалов А.А., Шандыбина Г.Д. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты численного моделирования процессов фотовозбуждения и нагрева полупроводника сдвоенным фемтосекундным лазерным импульсом и экспериментальные результаты лазерного микроструктурирования поверхности кремния для различных временных задержек. Обсуждается роль электронных и тепловых процессов в возможных механизмах формирования поверхностных структур.

Многочисленные исследования показывают, что процессы, протекающие в электронной подсистеме полупроводников во время действия фемтосекундного лазерного импульса, предопределяют дальнейшее формирование периодического рельефа на поверхности кремния после окончания импульса [1]. Вместе с генерацией, диффузией и рекомбинацией возбужденных носителей в электронной подсистеме протекают процессы внешней термоэлектронной эмиссии, оказывая влияние на пространственно-временное распределение электронной плазмы [2]. В то же время важная роль в формировании микроструктур принадлежит тепловым процессам [3]. Проведение экспериментов при использовании сдвоенных фемтосекундных лазерных импульсов позволяет получить дополнительную информацию о динамике развития микроструктур.

В докладе представлены к обсуждению результаты численного исследования процессов фотовозбуждения и нагрева монокристаллического кремния и экспериментальные исследования микроструктурирования поверхности кремния при действии сдвоенного фемтосекундного лазерного импульса с различными временными задержками.

Концентрация возбужденных носителей определяется при условии двухфотонного поглощения, Оже-рекомбинации и объемного стока горячих электронов в результате термоэмиссии по формуле Ричардсона. Поглощение свободными носителями описывается по модели Друде, а нагрев определяется согласно двухтемпературной модели.

Экспериментально определены режимы лазерного микроструктурирования поверхности кремния серией одиночных фемтосекундных лазерных импульсов. В этих же лазерных режимах проведено экспериментальное исследование поверхности кремния, облученной сдвоенным лазерным импульсом с различными временными задержками.

Результаты численного моделирования сопоставляются с экспериментальными результатами микроструктурирования поверхности кремния, основываясь на представлениях теории поляритонов. Показан вклад внешней эмиссии электронов в распределение электронной плазмы полупроводника и возможности возбуждения и распространения поверхностных поляритонов. Обсуждается роль электронных и тепловых процессов в различных механизмах формирования периодических структур на поверхности кремния.

Список литературы

1. M.N. Libenson, Saint-Petersburg: "Nauka, (2007).

2. G. Martsinovskiy, G. Shandybina, Y. Dement'eva, R. Dyukin, S. Zabotnov, L. Golovan', P. Kashkarov, *Semiconductors*, **43**, 1298–1304 (2009).

3. G. D. Tsibidis, C. Fotakis, E. Stratakis, *Physical Review B*, **92**, 041405(R), (2015).

ИОНИЗАЦИЯ И ВЗРЫВ СФЕРИЧЕСКОЙ КАПЛИ ВОДЫ В ВОЗДУХЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ефименко Е.С., Мурзанев А.А.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

В докладе численно и экспериментально исследуется взаимодействие фемтосекундного лазерного излучения с одиночными водяными каплями в диапазоне интенсивностей, характерных для филаментации лазерного излучения в воздухе.

В представленном докладе было изучено взаимодействие фемтосекундного импульса излучения Ti:Sa лазера с высокой интенсивностью падающего излучения (1-100 TBr/см²), достаточного для филаментации в окружающем воздухе, с одиночными каплями воды микронного размера. Взаимодействие мощного лазерного излучения с каплей воды приводит к ионизации вещества капли и образованию сложной структуры поля с несколькими фокусами, в которых достигается значительное усиление падающего излучения. Плотная плазма, образующаяся в этих областях, приводит к существенному поглощению значительной части излучения. При большой интенсивности падающего излучения плотность поглощенной энергии может достигать 10 кДж/см³, что может приводить к взрывному разрушению капли. Ранее была изучена зависимость характера взрыва от интенсивности падающего излучения [1], а также рассеяние лазерного излучения и его спектральные характеристики [2]. Тем не менее взаимодействие с интенсивностями сравнимыми с 10¹⁴ Вт/см², достигаемыми на ядре филаменты [3], еще не изучено. Экспериментально наблюдалось взаимодействие водяной капли диаметром 30 мкм с лазерным излучением в положении его филаментации, а также ее разлет в зависимости от мощности падающего излучения. Горячие плазменные пятна белого света наблюдались в задних и передних фокусах, расположенных внутри капли, а также в воздухе за теневой границей капли. Кроме того, при большой мощности падающего излучения наблюдалась ионизация поверхности капли.

Взаимодействие лазерного вещества и поглощение энергии изучалось численно с использованием самосогласованной модели, непосредственно решающей уравнения Максвелла в сочетании с уравнением баланса для электронной плотности. Результаты численного моделирования позволили оценить поглощение лазерного излучения в процессе взаимодействия. Полученные результаты были сопоставлены с результатом эксперимента; было получено хорошее качественное соответствие, что позволяет надеяться на применение этих данных для оценки распределения интенсивности в лазерной филаменте.

Работа поддержана фондом РФФИ (грант № 18-32-00949).

Список литературы

1. A. Lindinger, J. Hagen, L. Socaciu, Th. Bernhardt, L. Wöste, D. Duft, Th. Leisner, Thomas, Appl. Opt. 43 (27), 5263(2004).

2. E.S. Efimenko, Yu.A. Malkov, A.A. Murzanev, A.N. Stepanov, J. Opt. Soc. Am. B 31 (3), 534(2014).

3. S.I. Mitryukovskiy, Y. Liu, A. Houard; A. Mysyrowicz, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48 (9), 94003(2015).

СЕНСОРНЫЕ ДАТЧИКИ. АНАЛИЗ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ АВИАРАЗВЕДКИ

Антропова В., Соболь Е.Ф., Ильюшин Ю.В.

Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

Эколого-курортный район Кавказских Минеральных Вод занимает особое место среди курортных регионов России благодаря богатству, разнообразию, количеству и ценности минеральных вод, ландшафтных и климатических условий, лечебных грязей. В последнее время возросли темпы освоения ресурсов минеральных вод для целей курорта и промышленного розлива. Увеличение количества предприятий по розливу минеральной воды и организаций санаторно-курортного типа оказывает существенное влияние на рост объемов водозабора минеральных вол. Нерациональный водоотбор приводит к ухудшению качества подземных вод, изменению их химического состава, температуры. Рост депрессионной воронки может привести к обрушению кровли пласта и исчезновению многих источников. Это касается всех вод, расположенных в регионе Кавказских Минеральных Вод. В силу указанного существует потенциальная опасность деградации рассматриваемых месторождений минеральных вод. Поэтому важной задачей является составление прогнозных моделей развития гидролитосферных процессов региона при изменении объемов водозабора на различных участках месторождения. Это осуществляться за счет анализа аэрофотоснимков, полученных с помощью беспилотных летательных аппаратов. В настоящее время этот анализ проводиться за счет простых линейных алгоритмов.

В процессе добычи минеральной воды региона Кавказских Минеральных Вод одной из главнейших задач является нанесение минимального ущерба экологии региона. Это задача, прежде всего, решается с помощью методов очистки и принципиально новых методов добычи минеральной воды. Однако с развитием методов добычи минеральной воды все более актуальным становится вопрос нахождения оптимальных способов поиска месторождений минеральной воды. До недавнего времени в регионе Кавказских Минеральных Вод подобные задачи решались геологическими партиями, проводившими исследования на территории северной части Главного Кавказского хребта. Впоследствии поиск минеральной воды осуществлялся с помощью анализа химического состава рек, берущих свое начало у подножия горы Эльбрус. Этот метод имеет свои недостатки, что связано с тем, что реки образуются за счет огромного количества источников и притоков, впадающих в них (например, река Кич-малка имеет не менее 96 притоков, что меняет химический состав воды). Это существенно затрудняет возможности однозначно идентифицировать класс нарзана (минеральные воды Кисловодского месторождения) и места его залегания.

Для анализа химического состава и температуры воды предложено использовать беспилотные летательные аппараты (БПЛА), которые с помощью «аэро-спектральной фотографии» производят фотосьемку интересующей местности [1-4]. В последующем данные фотографии проходят обработку. Применение линейного метода обработки фотографий осложняется отсутствием возможности обработки большого объема данных на современных персональных компьютерах. Данную задачу могут решить многопроцессорные и многоядерные системы, однако, для обработки данных в многопроцессорных системах персональных компьютеров необходимо использование дополнительных плат расширения, которые существенно увеличивают стоимость системы в целом. С целью снижения стоимости предлагается применение технологии Nvidia CUDA (англ. Compute Unified Device Architecture) для обработки Г5-6].

В докладе предлагается использовать для этих целей технологию Nvidia CUDA с адаптацией под нее математического аппарата анализа фотоснимков. Исходные данные для обработки были получены путем аэрофотосъемки средствами дистанционного зондирования местности беспилотными летательными аппаратами предприятия добычи минеральной воды

ОАО «Нарзан» в городе Кисловодске. Программные алгоритмы (№ 2013661620, № 2014613035, № 2014613151), приведённые в данном докладе, имеют авторские свидетельства, выданные Федеральным институтом промышленной собственности РФ.

Список литературы

1. Першин И. М. «Анализ и синтез систем с распределёнными параметрами» – Пятигорск, 2004, -212 с.

2. Першин И.М., Малков А.В., Москаленко А.С. Технологически безопасные режимы эксплуатации гидролитосферных объектов// Материалы всероссийской научной конференции «Вузовская наука Северо-Кавказскому федеральному округу». – Пятигорск: СКФУ, 2013.

3. Рапопорт Э.Я. «Анализ и синтез систем автоматического управления с распределенными параметрами» - Москва, Высшая школа, 205, -292с.

4. Малков А.В., Першин И.М., Цаплева В.В. Технологическая безопасность эксплуатации гидроминеральных источников. Журнал Известия ЮФУ. Технические науки- 2012. - №4 - С.25-31.

5. Першин И.М., Малков А.В. Синтез распределенных регуляторов для систем управления гидролитосферными процессами. – М.: *Научный мир*, 2007. – 256 с.

6. Ильюшин Ю. В. Методика синтеза нелинейных регуляторов для распределенного объекта управления. // Научное обозрение. 2012. №5. – С. 14- 17.

УСИЛЕНИЕ "СВЕТА СВЕТОМ" В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ-ПЕРО В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА Лейбов Л. С., Козлов С. А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Найдены параметры нелинейного интерферометра Фабри-Перо, при которых в терагерцовом диапазоне спектра он выполняет функцию оптического транзистора. Рассчитан коэффициент усиления излучения при прохождении его через нелинейный интерферометр.

С появлением высокоинтенсивных источников терагерцового излучения стал актуальным вопрос о создании оптического транзистора, работающего в терагерцовом диапазоне спектра, принцип работы которого основан на «управлении света светом» [1].

В работе [2] было исследовано пропускание нелинейным интерферометром Фабри-Перо квазимонохроматических терагерцовых импульсов высокой интенсивности. Определены условия, при которых нелинейный интерферометр демонстрирует оптическую бистабильность. В настоящей работе, используя соотношение [1, 2]

$$I_{0} = I_{t} \left[1 + \frac{4R}{(1-R)^{2}} \sin^{2} \left(\frac{2\pi L}{\lambda} + \frac{3\pi L}{\lambda} \frac{1+R}{1-R} n_{2} I_{t} \right) \right],$$
(1)

где I_0 – интенсивность излучения на входе в интерферометр, I_t – интенсивность на его выходе, *R* – коэффициент отражения зеркал по интенсивности, *L* – толщина нелинейной среды в интерферометре, n_2 – её нелинейный показатель, λ – длина волны излучения, были определены параметры интерферометра (толщина пластинки L и коэффициент отражения зеркал по интенсивности R), при котором он работает в режиме оптического транзистора (рис. 1) в терагерцовом диапазоне спектра. Рисунку 1 соответствуют характерные значения толщины пластинки и коэффициента отражения зеркал L = 0.91 мм, R = 0.6, при которых реализуется данный режим работы интерферометра при длине волны падающего излучения $\lambda = 0,635$ мм. Нелинейный показатель преломления среды был принят равным $n_2 = 4 \cdot 10^{-11} \frac{\text{см}^2}{\text{вт}}$ [3].



Рис. 1. Кривая пропускания интерферометра соответствует режиму оптического транзистора. I_{mod_0} – модулированная интенсивность на входе интерферометра, *I*_{mod_t} – модулированная интенсивность на его выходе

Как видно из рис. 2 а) и б), оптимальные условия для работы интерферометра в режиме оптического транзистора достигаются в диапазоне толщин L от 0,91 до 0,92 мм и в диапазоне значений коэффициента отражения *R* от 0,55 до 0,65.

Основной характеристикой оптического транзистора является коэффициент усиления излучения по интенсивности $k \equiv \frac{I_{mod_l}}{I_{mod_0}}$. Были найдены зависимости коэффициента усиления k от диапазона модулированной интенсивности I_{мод} при фиксированном значении входной интенсивности $I_0 = 1,2 \cdot 10^8 \frac{\text{BT}}{\text{см}^2}$. Значения толщины интерферометра и коэффициента отражения зеркал были приняты постоянными и равными R = 0,6 и L = 0,91 мм в случае а) и R = 0,6 и L =0,9125 мм в случае б) (рис. 3).



Рис. 2. Зависимости интенсивности на входе от интенсивности на выходе интерферометра при разных значениях а) толщины интерферометра *L* и б) коэффициента отражения зеркал по интенсивности *R*. Толщина интерферометра *L* изменялась в диапазоне от 0,90 мм до 0,93 мм с интервалом 0,0025 мм, коэффициент отражения зеркал *R* изменялся в диапазоне от 0,5 до 0,7 с интервалом 0,025



Рис. 3. Зависимости коэффициента усиления от диапазона модулированной интенсивности $I_{\text{мод}}$ при а) L = 0,91 мм, R = 0,6 и б) L = 0,9125 мм, R = 0,6

Из рисунков видно, что пик кривой усиления для случая а) приходится на модулированную интенсивность, равную $I_{mod_0} = 1,77 \cdot 10^8 \frac{\text{BT}}{\text{см}^2}$, коэффициент усиления излучения при этом равен k = 2,08. Для случая б) пик усиления приходится на $I_{mod_0} = 1,63 \cdot 10^8 \frac{\text{BT}}{\text{см}^2}$, коэффициент усиления равен k = 2,24.

На рис. 4 приведены зависимости коэффициента усиления излучения по интенсивности k от толщины интерферометра L и коэффициента отражения зеркал по интенсивности R при фиксированных диапазонах входной интенсивности I_0 .



Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от толщины пластинки при R = 0,6

Из рисунков видно, что коэффициент усиления максимален при толщине интерферометра L = 0,908 мм.

Список литературы

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

2. Лейбов Л. С., Буяновская Е. М., Козлов С. А., Области неустойчивости нелинейного интерферометра Фабри-Перо в терагерцовом диапазоне спектра, *Сборник трудов Х* Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2017», 258, (2017).

3. A.N. Tcypkin, S.E. Putilin, M.S. Kulya, A.A. Drozdov, M. Siddiqui, S. Choudhary, J. Zhao, V.G. Bespalov, 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, (2017).

КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В МОДЕЛЯХ МОЩНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Ржанов А.Г.

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

Рассматривается возможность моделирования процессов в мощных полупроводниковых лазерах с широким контактом с учётом ограничений, накладываемых малой длиной когерентности излучения этих приборов, ведущей к распаду оптического поля на нефазированные каналы генерации.

Моделирование мощных лазерных диодов (ЛД) стало актуальным при появлении квантоворазмерных полупроводниковых структур, в которых спектральная линия оптического усиления на два порядка уже, чем в объёмных полупроводниках, а само усиление значительно выше [1]. В 80-х годах прошлого века появились работы по моделированию динамических процессов в ЛД [2, 3], послужившие базой для создания современных моделей. Новые приборы с квантовыми ямами (КЯ) и широкой активной областью, выпускаемые в настоящее время, требуют принципиально новых подходов к моделированию их работы.

Моделирование подразумевает рамки, накладываемые как объектом, так и возможностями инструмента моделирования. В результате происходит конфликт между этими посылками. Объект становится более сложным, а переход к суперкомпьютерному моделированию перестаёт иметь смысл, так как в нём слишком много параметров. Нужны новые решения.

Для чего нужно моделирование? Во-первых, моделирование позволяет избежать огромных затрат при проектировании и производстве новых конструкций ЛД, так как составляет базу для проектирования. Во-вторых, оно даёт возможность разработки методов быстрой диагностики приборов с целью их скорейшей замены в критичных месторасположениях.

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

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

где ω_j - частота оптического излучения, β - продольная постоянная распространения, $\psi_i(y)$ - собственные функции (СФ).

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

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

В такой задаче продольная постоянная распространения β , как правило, выбирается для единственной продольной моды с номером M, и определяется длиной резонатора L и

коэффициентами отражения зеркал R_1 и R_2 и диссипацией в лазерном резонаторе, которой для мощных лазеров можно пренебречь.

Некоторые возможные подходы к решению самосогласованной модели ЛД изложены в работах [4, 5]. Такую схему можно считать базовой конфигурацией распределённой динамической модели ЛД, используя которую, можно решать различные задачи, адаптируя её к конкретным лазерным структурам. Базовая модель предполагает принятие квазинепрерывного некогерентного приближения.

В некогерентном приближении мы полагаем, что фаза оптических колебаний прямой и обратной волн в планарном резонаторе ЛД успевает сбиться в течение нескольких проходов излучения по резонатору. Это позволяет нам воспользоваться уравнением (1) для вычисления формы поперечного профиля поля излучения. Некогерентное приближение обосновывает переход к комплексной величине диэлектрической проницаемости.

Пространственное разделение усиления и оптического ограничения в ЛД с использованием КЯ учитывается в базовой модели путём введения отдельных коэффициентов оптического заполнения для КЯ и для расширенного волновода [7]. Переход от объёмного материала активного слоя к квантоворазмерному толщиной 10-12 нм с выделением оптического волновода в отдельную структуру влечёт за собой изменения в расчёте эффективной диэлектрической проницаемости, коэффициентов оптического ограничения и модового усиления.

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

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

Расчёт по теории дифракции в предположении гауссовой формы поперечного профиля оптического излучения ЛД даёт следующую оценку величины продольной длины когерентности , приведённую к вакууму:

$$L_{\text{KOP}} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{nW}{N_{\text{KAH}}} \right)^2, \tag{2}$$

где n - эффективный показатель преломления лазерного волновода, W - ширина активной области (полоска), λ - длина волны излучения в вакууме.

Отсюда следует, что число каналов генерации должно зависеть от длины когерентности лазерного излучения следующим образом:

$$N_{\kappa a \mu} \approx n W \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L_{\kappa o \epsilon}}} \,. \tag{3}$$

Измерения длины когерентности $L_{\kappa o c}$ многомодовых лазеров с использованием интерферометра Майкельсона показывают, что для ЛД она составляет примерно 5 см [11, 12]. При ширине полоска W=100 мкм, эффективном показателе преломления n=3.6, длине когерентности $L_{\kappa o c}$ =5 см и длине волны излучения в вакууме λ = 0.964 мкм формула (3) даёт величину 3.2. Таким образом, число каналов N_{ch} =3, и следует ожидать появления в ЛД с

указанными выше параметрами скорее всего трёх каналов генерации, что и наблюдалось в работах [10, 13].

Базовая самосогласованная распределённая модель при наличии нескольких каналов генерации перестаёт работать, как только нарушается возможность применения некогерентного приближения.

Одним из путей выхода из возникших трудностей при составлении адекватной модели ЛД с широким контактом становится гибридная модель [13]. В рамках этой модели заранее задаётся число каналов генерации, которое в процессе симуляции, может быть скорректировано. При таком подходе становится возможным делать оценки и моделировать динамику излучения ЛД с широким контактом.

Итак, в работе показано, что при моделировании мощных ЛД с широким контактом необходим учёт длины когерентности излучения моделируемого прибора для того, чтобы появилась возможность симуляции явления распада излучения на нефазированные каналы генерации.

Список литературы

1. Алферов Ж.И., *ФТП*, **32**, №1, 3-18, (1998).

2. Buus J., *IEEE J.*, *Quant. Electron.*, **18**, №7, 1083-1089, (1982).

3. Buus J., *IEEE J.*, *Quant. Electron.*, **19**. №6, 953-960, (1983).

4. Ржанов А.Г., Изв. РАН. Сер. физ, 82, №1, 6-11, (2018).

5. Ржанов А.Г., Гвердцители В.И., Арбаш А.М., Вестн. РУДН. Сер. мат., инф., физ., **3**, 72-73, (2009).

6. "Волноводная оптоэлектроника", *n/ped. Т. Тамира, М.: Мир,* (1991).

7. Мурашова А.В., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А. и др., *ФТП*, **42**, №7, 882-887, (2008).

8. Тарасов И.С., Квантовая электроника, 40, №8, 661-681, (2010).

9. Жуков А.Е., "Основы физики и технология полупроводниковых лазеров". СПб.: Изд-во Академ. ун-та, 291, (2016).

10. Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovyev G.A., *Physics of Wave Phenomena*, **21**, №4. 287-290, (2013)

11. Лукин А.В., Оптический журнал, 79, №3, 91-96, (2012).

12. Воробьев С.П., *http://www.holography.ru/files/holmich.htm*#top (эл.жур.), (2018)

13. Близнюк В.В., Коваль О.И., Ржанов А.Г. и др., *Изв. РАН. Сер. физ*, 2015. **79**. №12. 1666-1671, (2015).

МЕТОДИКА ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А., Ржанов А.Г.*, Тарасов А.Е.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Москва, Россия

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

Рассмотрен метод определения режима генерации лазерного диода на фундаментальной моде по измерениям дальнего поля. Обсуждается реализация метода при измерениях угла расходимости излучения в дальней зоне в двух плоскостях с использованием координат характерных точек гауссовой функции.

Одним из основных признаков деградации инжекционных лазеров (ИЛ), является изменение со временем модовой структуры их излучения. Именно поэтому внимание уделяется исследованию диаграмм направленности (ДН) излучения ИЛ.

Анализ в дальней зоне нормированных угловых зависимостей интенсивности излучения ИЛ в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу (далее – вертикальной плоскости), и в плоскости p-n-перехода (далее – горизонтальной плоскости), широко используется для определения режимов генерации [1-3]. Если при возрастании мощности излучении ИЛ нормированные угловые зависимости интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскости не изменяются, и возможна хорошая аппроксимация этих зависимостей гауссовой функцией. Тогда принято считать, что имеет место генерация на основной моде [1-3]. Однако, использование такой методики позволяет лишь качественно оценивать модовую структуру излучения.

Строгое определение режима генерации ИЛ на основной моде осуществляется путем измерений коэффициента распространения пучка M^2 (ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008). В случае сильно расходящегося излучения ИЛ параметр M^2 может определяться по методике, изложенной в работе [1]. Авторы используют факторизованное представление поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке: $M^2 = M_x \cdot M_y$, где M_x и M_y – факторы для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно, и полагают, что фактор M_x с хорошей точностью равен единице. В таком случае:

$$M^{2} = (2\pi / \lambda) \sigma_{y} \sigma_{\varphi}$$
⁽¹⁾

где k и λ – волновое число и длина волны излучения в вакууме; σ_{y} и σ_{φ} – среднеквадратичные размеры пучка в ближней и дальней зонах соответственно:

$$\sigma_{y} = \sqrt{\frac{\int F(y)y^{2}dy}{\int F(y)dy}}; \ \sigma_{\varphi} = \sqrt{\frac{\int I(\varphi)\sin^{2}\varphi d(\sin\varphi)}{\int I(\varphi)d(\sin\varphi)}}.$$
(2)

F(y) и $I(\phi)$ – распределения интенсивности излучения в ближней и дальней зонах в горизонтальной плоскости; y – координата точки на выходном зеркале ИЛ в горизонтальной плоскости; ϕ – угловая координата точки, расположенной в горизонтальной плоскости в дальней зоне.

Определение вида функции *F*(*y*) связано с использованием дорогостоящего оборудования и со сложной обработкой результатов измерений. В данной работе предлагается алгоритм количественного анализа ДН излучения ИЛ с расходимостью, определяемой дифракционным пределом.

Известно, что ДН излучения с такой расходимостью формируется, когда распределение его интенсивности в ближней зоне описывается гауссовой функцией [4]. Пятно излучения на выходном зеркале ИЛ имеет форму эллипса, и распределение интенсивности излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях имеют вид: $F(x) = \exp(-a^2x^2)$ и $F(x) = \exp(-b^2y^2)$, соответственно.

Угловое распределение интенсивности излучения в указанных плоскостях определяется Фурье-разложением излучения в ближнем поле F(x) и F(y) и угловым фактором Гюйгенса [4,5] $G^{2}(\theta)$:

$$f(\theta) = \frac{G^{2}(\theta) \left| \int_{0}^{\infty} \exp(-a^{2}x^{2}) \exp(ik_{0}x\sin(\theta)) dx \right|^{2}}{\left| \int_{0}^{\infty} \exp(-a^{2}x^{2}) dx \right|^{2}} = G^{2}(\theta) \exp\left(\frac{k_{0}^{2}\sin^{2}(\theta)}{2a^{2}}\right).$$
(3)

Угловой фактор Гюйгенса равен [6]:

$$G^{2}(\theta) = \frac{m^{2} + \sqrt{n^{2} - \sin^{2}(\theta)}}{m^{2}\cos(\theta) + \sqrt{n^{2} - \sin^{2}(\theta)}}\cos^{2}(\theta)$$
(4)

где m = 1 для TE-мод или m = n для TM-мод, n – показатель преломления волновода.

Угловое распределение интенсивности излучения в горизонтальной плоскости определяется путем замены в (3) коэффициента *a* на коэффициент *b*. Для определения коэффициентов *a* и *b* необходимо измерить F(x) и F(y) в ближней зоне, что, как было отмечено выше, представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Однако коэффициенты *a* и *b* можно найти и путем измерений углов расходимости излучения $\theta_{1/2}^{\perp}$ и $\theta_{1/2}^{P}$ в вертикальной и горизонтальной плоскостях соответственно. При подстановке в (3) и (4) вместо переменной θ значений углов $\theta_{1/2}^{\perp}$ и $\theta_{1/2}^{P}$ левая часть (3) равна 0,5, что позволяет определить коэффициенты *a* и *b*:

$$a = \frac{k_0 \sin(\theta_{1/2}^{\perp})}{\sqrt{2\ln(2G^2(\theta_{1/2}^{\perp}))}}; \quad b = \frac{k_0 \sin(\theta_{1/2}^{\mathsf{P}})}{\sqrt{2\ln(2G^2(\theta_{1/2}^{\mathsf{P}}))}}.$$
(5)

Зная коэффициенты *a* и *b*, можно определить не только аналитический вид функции ДН, но и вид экспоненциального сомножителя в (3). Это позволяет упростить анализ экспериментально полученных ДН для исследования модовой структуры ИЛ, используя характерные точки гауссовой кривой.

Список литературы

- 1. В.В. Поповичев, Квантовая электроника, 32, №12, 1099-1103, (2002).
- 2. С.О. Слипченко, ФТП, **38**, №12. 1477-1483, (2004).
- 3. Е.И. Давыдова, Квантовая электроника, **39**, №1, 18-22. (2009).
- 4. Х. Кейси, М. Паниш, "Лазеры на гетероструктурах", М.: Мир, (1981).
- 5. П.Г. Елисеев, "Введение в физику инжекционных лазеров", М.: Наука, (1983).
- 6. G.H.B. Thompson, "Physics of semiconductor laser devices", N.Y., J. Wiley and Sons, (1980).

ND:YAG-ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА С САМООБРАЩЕНИЕМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Лебедев В.Ф., Павлов К.В., Бурковский Г.В.*, Федин А.В.*,**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых, Владимир, Россия **Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярева, Ковров, Россия

Для измерений и автоматической идентификации веществ методом ЛИЭС предложена и применена лазерная система с самообращением волнового фронта на решетках усиления. Высокое качество излучения лазера позволило реализовать компактную схему дистанционной идентификации веществ на расстояниях не менее десяти метров.

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) является одним из наиболее перспективных современных методов дистанционной спектроскопии [1]. Для ее реализации обычно используют лазерные системы, включающие надежный коммерческий лазер с ламповой накачкой и линейным резонатором.

В целом ряде работ подтверждена эффективность воздействия парными импульсами, приводящими к усилению свечения плазмы, то есть получению более интенсивного аналитического сигнала. Усиление свечения плазмы происходит при воздействии импульсами, генерируемыми как на одной длине волны, так и на разных длинах волн. При этом в каждом отдельном случае необходимо жестко подстраивать задержку между импульсами. Это усложняет построение лазерной системы, которую создают по двухканальной схеме или используют два отдельных коммерческих лазера, что приводит к значительному увеличению массогабаритных параметров ЛИЭС-установок и усложняет применение метода в полевых условиях и в режиме реального времени, когда необходимо использование роботизированных комплексов.

Упомянутые режимы работы лазера приводят к необходимости не только создания соответствующего режима лазерной генерации, но и алгоритма обработки спектров. Вычисление относительного вклада полосы излучения исследуемого химического элемента в общий спектр плазмы, то есть его нормализация, является важной частью алгоритма ЛИЭС-метода. Высокая надежность алгоритма, использующего нормализацию спектра после каждого лазерного импульса и в условиях широкого диапазона изменения времен задержек захвата спектра плазмы, была продемонстрирована в автоматической процедуре распознавания материалов ЛИЭС-методом [2].

Ранее применение в лазерной системе, работающей по ЛИЭС-методу, в качестве излучателя импульсного Nd:YAG-лазера с многопетлевым резонатором, обеспечивающим высокое качество излучения [3], позволило предложить компактную установку для проведения автоматического распознавания материалов на расстояниях до 5 м [4].

В настоящей работе впервые использована малогабаритная импульсная Nd:YAG- лазерная система с самообращением волнового фронта (самоОВФ) при многоволновом взаимодействии в активной (усиливающей) среде и пассивном лазерном затворе (ПЛЗ), энергетические характеристики которой без существенного увеличения габаритных размеров превышают ранее использовавшуюся в два и более раз [5]. Следует отметить, что лазер этого типа также может переходить в режим генерации коротких импульсов с помощью внешнего плазменного зеркала, образованного лазерной плазмой исследуемого методом ЛИЭС-материала [6]. В этом случае формируется лазерное излучение в виде цуга коротких импульсов, но с достаточно нестабильными энергетическими и временными параметрами, однако и в таком режиме генерации автоматическое распознавание материалов было успешно продемонстрировано.

Для проведения ЛИЭС-исследований был разработан самоОВФ-лазер с активным элементом (АЭ) на кристалле Nd:YAG с размерами Ø 8мм × 180 мм и концентрацией ионов Nd³⁺ на уровне 0.9 ат. %. Оптическая схема лазера включала АЭ, восемь отражающих зеркал и ПЛЗ на основе кристалла LiF:F₂⁻ с начальным пропусканием T₀ = 14%. Габаритный размер резонатора вдоль оси распространения выходного луча лазера составил 0.6 метра.

Поперечная накачка АЭ осуществлялась шестнадцатью импульсными матрицами лазерных диодов типа СЛМ 3-2 с пиковой мощностью до 2 кВт каждая при максимальной суммарной энергии накачки Е_{нак} = 14.5 Дж. Матрицы лазерных диодов располагались вдоль АЭ в четыре ряда по четыре матрицы в каждом ряду.

В рассматриваемом лазере генерация начинается с возникающего в АЭ шумового излучения и формирования с помощью системы отражающих зеркал внутрирезонаторных пучков, пересекающихся в АЭ и ПЛЗ (Рис. 1). Процесс развития генерации состоит в том, что усиливающиеся внутрирезонаторные пучки записывают в АЭ и ПЛЗ динамические пропускающие решетки соответственно коэффициента усиления и показателя преломления, формируя в итоге динамически самоподстраивающийся резонатор лазера. На образовавшихся решетках происходит перераспределение поля излучения в резонаторе и обращение его волнового фронта. Динамические решетки производят селекцию пространственных, спектральных и поляризационных характеристик распространяющегося между зеркалами излучения, а ПЛЗ позволяет получить излучение в виде цуга импульсов наносекундной длительности.

Измерение энергии отдельных импульсов модулированного излучения в цуге, длительности импульсов и периода их следования в цуге в зависимости от энергии импульсов накачки при частоте их следования 10 Гц показало следующее. С увеличением энергии импульсов накачки с 7.7 до 14.5 Дж увеличивается число импульсов в цуге с 1 до 11 и сокращается период их следования со 115 до 40 мкс. При этом энергия, пиковая мощность и длительность отдельного импульса в цуге оставались неизменными величинами - 230 мДж, 21 МВт и 11 нс соответственно. Энергетические параметры лазерной генерации лазера измерялись с помощью пироэлектрического приемника Ophir PE50BF-DIV-V2 и универсального дисплея Vega Ophir, а временные – с помощью лавинного фотодиода Ophir FPS1 SENSOR ROHS и двулучевого осциллографа LeCroy WaveJet 352A (500 MHz). Измеренное методом ножа Фуко с помощью камеры BeamGage SP620U (Ophir-Spiricon) в двух ортогональных направлениях значение параметра качества пучка не превышало $M^2 \leq 1.2$. Полученное качество лазерного излучения обеспечивало его высокую концентрацию на больших расстояниях от фокусирующей оптики.

Пространственная яркость модулированного лазерного излучения достигала 7×10^{14} Br / (см² × ср) при его расходимости 0.35 мрад. Это позволяло достигать большой интенсивности лазерного излучения в ЛИЭС-зоне воздействия.

Распознавание материалов проводилось в двух разных режимах лазера: пассивной модуляции добротности в режиме генерации одиночного импульса и цуга из двух импульсов (в соответствии с результатами исследования энергетических и временных параметров выходного излучения); самомодуляции добротности на плазменном зеркале при диффузном отражении лазерного импульса от плазменного факела мишени. Шестикратный рост аналитического сигнала наблюдался при двухимпульсном воздействии на мишень.



Рис. 1. Схема импульсного Nd: YAGлазера с самообращением волнового фронта: 1 – активный элемент; 2 – пассивный затвор-кристалл LiF:F₂⁻; 3 –отражающие зеркала



Рис. 2. Лазерная система для измерений методом ЛИЭС: 1 – Nd:YAG-лазер; 2 – фокусирующая система; 3 – образец; 4 – собирающая линза; 5 – приемный телескоп с оптоволокном; 6 – спектрометр; 7 – компьютер; L – дистанция до мишени

Высокое качество лазерного излучения самоОВФ-лазера и его большая пространственная яркость позволило провести анализ на расстоянии до 10 м (наибольшее возможное расстояние в наших лабораторных условиях). Схема измерений методом ЛИЭС показана на рисунке 2. Период следования импульсов, определяемый начальным пропусканием ПЛЗ, подбирался в интервале от 40 до 100 мкс и устанавливался равным 40 мкс. Однако при этом излучалось до 11 импульсов генерации, а уменьшение их числа до 2-х импульсов обеспечивалось уменьшением тока накачки.

Используя ранее разработанные алгоритмы экспериментов и собственное программное обеспечение [2,7], было выполнено автоматическое распознавание мишеней в режиме реального времени. Тип материала определялся в соответствии с предварительно сформированной пользовательской базой данных.

Из результатов измерений интенсивности ЛИЭС-сигнала от расстояния при двухимпульсном лазерном воздействии на мишень получена оценка предельного расстояния для измерений с помощью представленной лазерной системы, которая составила L = 12.5 метров. Следует отметить, что апертура приемного телескопа ЛИЭС-системы (Рис. 2) составляла всего 50 мм.

Таким образом, использование импульсного Nd:YAG-лазера с самообращением волнового фронта обеспечивает возможность создания простой, компактной и, следовательно, более надежной ЛИЭС-системы для дистанционной диагностики и автоматического распознавания материалов методом лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии, в том числе и в режиме реального времени.

Список литературы

1. S. Musazzi, U. Perini, Laser-induced breakown spectroscopy: Theory and Applications, Springer, 565 p., (2014).

2. V.F. Lebedev, A.A. Shestakov, Proc. SPIE, 7822, 78220, (2010)

3. V.F Lebedev, A.P. Pogoda, A.S. Boreysho, S.N. Smetanin, A.V Fedin, *Proc. of SPIE*, **9255**, 925509, (2015).

4. V.F. Lebedev, P.S. Makarchuk, LO 2016, R78, (2016).

5. Г.В. Бурковский, А.В. Федин, А.П. Погода, А.С. Борейшо, *Квантовая электроника*, **46**, №11, 976–978, (2016).

6. В.Ф. Лебедев, Оптический журнал, 84, №2, 19-27, (2017).

7. V.F. Lebedev, M.S. Kozlyakov, D.N. Stepanov, Spectr. Acta Part B, 137, 23-27, (2017).
ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛОС ПОГЛОЩЕНИЯ ИОНА Er³⁺ В МОНОКРИСТАЛЛЕ Ва₂YCl₇ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО СТРОЕНИЯ МУЛЬТИПЛЕТОВ Корниенко А.А., Дунина Е.Б., Фомичева Л.А.*

Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь * Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

В работе выполнен анализ конфигурационного взаимодействия с точки зрения электронного строения мультиплетов. На основе анализа волновых функций состояний с J=11/2 иона Er^{3+} показано, что эти состояния образуют сильно взаимосвязанную группу. Наличие в этой группе мультиплетов с высокими энергиями обеспечивает передачу конфигурационного взаимодействия на глубоко лежащие состояния.

Монокристаллы Er³⁺:B₂YCl₇ известны как очень эффективные конверторы инфракрасного излучения в видимый диапазон, в них наблюдается интенсивная мультифононная релаксация, несмотря на низкое значение энергии фононов. Обычно в системах с такими свойствами обнаруживается сильное влияние возбужденных конфигураций на интенсивности полос поглощения. В работе [1] выполнено экспериментальное исследование спектроскопических характеристик системы Er^{3+} : B₂YCl₇ и установлено, что стандартная теория интенсивностей [2, 3] не может обеспечить описание экспериментальных результатов с необходимой точностью. В связи с этим в данной работе выполнено описание сил осцилляторов абсорбционных переходов с учетом влияния конфигурационного взаимодействия и высказана гипотеза о возможных механизмах сильного влияния возбужденных конфигураций на отдельные мультиплеты.

Обычно для описания интенсивностей полос поглощения иона Er³⁺, расчета времени жизни возбужденных уровней и коэффициентов ветвления люминесценции с них применяют теорию Джадда-Офельта (J–O) [2, 3], в которой силы линий межмультиплетных дипольных переходов представлены простой формулой

$$S_{JJ'}^{ED} = e^2 \sum_{k=2,4,6} \Omega_k \left\langle \gamma J \left\| U^k \right\| \gamma' J' \right\rangle^2.$$
⁽¹⁾

Здесь Ω_k – параметры интенсивности, $\left< \gamma J \right| U^k \left| \gamma' J' \right>$ – матричные элементы неприводимых тензоров U^k .

Формула (1) получена при условии, что энергии мультиплетов много меньше энергии возбужденных конфигураций противоположной четности. Это условие выполняется только для двух редкоземельных ионов Ce³⁺ и Yb³⁺. Поэтому неудивительно, что иногда для каждого редкоземельного иона появляются экспериментальные результаты по интенсивностям полос поглощения, которые невозможно описать с помощью теории [2, 3] с необходимой точностью. Одной из таких систем является Er³⁺:B₂YCl₇. Повысить точность описания можно применив модифицированную теорию Джадда-Офельта (М–Ј–О) [4, 5]

$$S_{JJ'}^{ED} = e^{2} \sum_{k=2,4,6} \Omega_{k} \left[1 + 2\alpha \left(E_{J} + E_{J'} - 2E_{f}^{0} \right) \right] \left(\gamma J \| U^{k} \| \gamma' J' \right)^{2}$$
(2)

или приближение промежуточного конфигурационного взаимодействия (ICI) [4, 5]

$$S_{JJ'}^{ED} = e^{2} \sum_{k=2,4,6} \Omega_{k} \left[1 + 2R_{k} \left(E_{J} + E_{J'} - 2E_{f}^{0} \right) \right] \left\langle \gamma J \| U^{k} \| \gamma' J' \right\rangle^{2}.$$
(3)

Здесь R_2 , R_4 , R_6 , α – параметры, обусловленные конфигурационным взаимодействием, E_J и $E_{J'}$ – энергии мультиплетов, включенных в переход, E_f^0 – энергия центра тяжести $4f^N$ – конфигурации.

Результаты описания экспериментальных сил осцилляторов абсорбционных переходов системы Er³⁺:B₂YCl₇ по формулам (1–3) представлены в таблице 1.

Переход	E_J , cm ⁻¹	$f_{expt} \times 10^6$	$f_{calc} \times 10^6$			
${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{2S+1}L_J$		[1]	J-O (1)	M-J-O (2)	ICI (3)	
${}^{4}I_{13/2}$	6630	1.292	1.346	1.549	1.306	
${}^{4}I_{11/2}$	10200	0.383	0.337	0.428	0.379	
⁴ <i>I</i> _{9/2}	12560	0.358	0.290	0.326	0.301	
${}^{4}F_{9/2}$	15420	1.721	1.746	1.777	1.736	
⁴ S _{3/2}	18420	0.378	0.252	0.221	0.253	
${}^{2}H_{11/2}$	19260	6.012	4.773	5.954	6.015	
${}^{4}F_{7/2}$	20570	1.286	1.271	1.063	1.271	
${}^{4}F_{5/2}$	22160	0.281	0.312	0.240	0.330	
${}^{4}F_{3/2}$	22330	0.165	0.186	0.142	0.197	
${}^{2}G_{9/2}$	24620	0.437	0.447	0.317	0.465	
${}^{4}G_{11/2}$	26330	9.051	9.661	9.086	9.049	
Параметры						
$\Omega_{2} imes 10^{20}$,см 2			2.243	2.980	2.963	
$\Omega_{4} imes 10^{20}$,см 2			1.219	1.088	1.153	
$\Omega_{_6} imes 10^{_{20}}$,см 2			0.507	0.422	0.521	
$lpha imes 10^4$, см				-0.175		
$R_2 imes 10^4$, см					-0.214	
$R_4 \times 10^4$, см					-0.067	
$R_6 imes 10^4$, см					0.066	
σ			0.492	0.155	0.069	

Таблица 1. Результаты описания экспериментальных сил осцилляторов абсорбционных переходов системы Er³⁺:B₂YCl₇

При учете влияния возбужденных конфигураций среднеквадратичное отклонение от уменьшается от 0.492 в теории Джадда-Офельта до 0.069 в приближении промежуточного конфигурационного взаимодействия или на 86%. Жирным шрифтом выделены переходы, на которые влияние возбужденных конфигураций было наиболее существенным.

Понять, почему мультиплеты ${}^{2}H_{11/2}$ и ${}^{4}G_{11/2}$ сильно взаимодействуют с возбужденными конфигурациями можно, проанализировав волновые функции этих мультиплетов. Из-за сильного спин-орбитального взаимодействия волновые функции представляют собой многокомпонентные суперпозиции «чистых» мультиплетов [6]. Волновые функции состояний с J=11/2 иона Er^{3+} представлены в таблице 2.

Жирным шрифтом выделены коэффициенты, важные с точки зрения анализа механизмов конфигурационного взаимодействия.

Результаты таблицы 2 показывают, что состояния ${}^{4}I_{11/2}$, ${}^{2}H2_{11/2}$, ${}^{4}G_{11/2}$, ${}^{2}I_{11/2}$, ${}^{2}H1_{11/2}$, образуют группу сильно взаимосвязанных мультиплетов. Через мультиплеты ${}^{2}I_{11/2}$ и ${}^{2}H1_{11/2}$, имеющие большие энергии и маленький зазор с возбужденными конфигурациями, конфигурационное взаимодействие передается на состояния ${}^{4}I_{11/2}$, ${}^{2}H2_{11/2}$, ${}^{4}G_{11/2}$.

Приближенное	Энергия, см-1	Коэффициенты функции при компонентах ${}^{2S+1}L_J$					
обозначение состояния		${}^{4}I_{11/2}$	$^{2}H2_{11/2}$	${}^{4}G_{11/2}$	${}^{2}I_{11/2}$	${}^{2}H1_{11/2}$	
$[{}^{4}I_{11/2}]$	10175	-0.9058	-0.3883	-0.1126	-0.0631	0.1101	
$[{}^{2}H2_{11/2}]$	19376	-0.3943	0.7016	0.5704	0.0554	-0.1545	
$[{}^{4}G_{11/2}]$	26846	0.1514	-0.4905	0.7964	-0.0189	0.3193	
$[{}^{2}I_{11/2}]$	41445	-0.0321	0.1326	-0.1146	0.8138	0.5531	
$[{}^{2}H1_{11/2}]$	51497	-0.0110	-0.3143	0.1211	0.5747	-0.7457	

Таблица 2. Волновые функции состояний с J=11/2 иона Er^{3+}

Таким образом, вследствие влияния сильного спин-орбитального взаимодействия возможно образование групп сильно взаимосвязанных состояний. При наличии в таких группах мультиплетов с высокими энергиями конфигурационное взаимодействие может через них передаваться на все состояния группы. Тогда, даже глубоко лежащие состояния могут быть подвержены существенному влиянию возбужденных конфигураций, как это наблюдается для иона Er³⁺в монокристалле B₂YCl₇.

Список литературы

1. T. Riedener, P.p Egger, J. Hulliger, H. U. Gudel, Phys. Rev., 56, 1800-1808, (1997).

2. B.R. Judd, Phys. Rev., 127, 750-761, (1962).

3. G.S. Ofelt, J. Chem. Phys., 37, 511-520, (1962).

4. E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, Cent. Eur. J. Phys., 6, 407-414, (2008).

5. E. B. Dunina, A. A. Kornienko, Optics and Spectroscopy., 116, 706-711, (2014).

6. Е.Б. Дунина, Л.А. Фомичева, А.А. Корниенко, М.В. Григорьева. ЖПС. **85**, 398-406, (2018).

ЛАЗЕРНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ АГЛОМЕРАЦИИ В МАГНИТНЫХ НАНОЖИДКОСТЯХ Фофанов Я.А., Плешаков И.В.*,**, Прокофьев А.В.*,**, Курапцев А.С.**, Бибик Е.Е.*** Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия **Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия ***Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

Выполнено лазерное поляризационно-оптическое зондирование модифицированной магнитной наножидкости. Установлено, что добавление избыточного количества поверхностно-активного вещества ведет к существенному изменению структуры жидкости и качественно меняет характеристики её поляризационных магнитооптических откликов.

Оптическое зондирование, как известно, широко используется для исследования самых различных веществ, материалов и систем. Особенно эффективными являются оптические методы, использующие поляризационные свойства света [1-3]. В докладе рассмотрены основы лазерного поляризационно-оптического анализа процессов агломерации в модифицированных магнитных наножидкостях. Для изучения магнитооптических откликов исследуемые жидкости зондировались лазерным излучением с глубокой модуляцией состояния поляризации. Предыдущие исследования продемонстрировали, что данный подход позволяет достичь очень высокой чувствительности, вплоть до пороговой, определяемой естественным (фотонным) шумом зондирующего лазерного излучения [3]. Рассматриваемый подход оказался также очень полезным для изучения поляризационных откликов (двулучепреломления) самых различных объектов и сред: оптических и лазерных материалов и элементов с повышенной оптической и структурной однородностью, магнитных наножидкостей, прозрачных кристаллических магнетиков и др. [4-7]. Здесь мы показываем, что область применения развиваемых методов и подходов может быть расширена и далее на исследования структур, формирующихся в магнитной жидкости с избытком поверхностно-активного вещества.

Измерения выполнялись на разработанном в ИАП РАН поляризационно-оптическом анализаторе, предназначенном для высокочувствительных лазерных исследований поляризационных характеристик прозрачных объектов. Исследуемая магнитная наножидкость представляла собой коллоид из частиц магнетита (Fe₃O₄) в керосине. Средний диаметр частиц составлял приблизительно 10 nm. В качестве поверхностно-активного вещества (ПАВ), предотвращающего слипание наночастиц, использовалась олеиновая кислота [7-11].

На рис. 1 показана характерная зависимость поляризационного отклика исследуемой жидкости от внешнего поперечного магнитного поля, соответствующая концентрации магнитных наночастиц $4*10^{-2}$ об. %. Наблюдаемые отклики обусловлены процессом ориентации частиц в магнитном поле (эффект Коттона-Мутона, [12-15]). На рис. 2 представлена зависимость откликов от концентрации. Видно, что в достаточно хорошем приближении отклики пропорциональны концентрации наночастиц при её изменении в диапазоне, составляющем более четырех порядков. При этом минимальные отклики соответствуют рекордной степени разбавления, соответствующей значению концентрации около $1*10^{-4}$ об. %.

В процессе дальнейших исследований исходная жидкость была модифицирована посредством разбавления дополнительным (избыточным) количеством олеиновой кислоты. Был получением ряд проб с концентрациями N, изменяющимися до 35 % (здесь N = V_{Ol}/V_{In} , V_{Ol} – объем добавленной олеиновой кислоты, V_{In} – исходный объем пробы). Основные измерения были выполнены на образце с исходной концентрацией 0,2 об. %. Образование структур,

происходящее при добавлении коагулирующей примеси, наблюдалось в микроскоп (см. рис. 3 и рис. 4).



Рис. 1. Характерная зависимость поляризационного отклика от магнитного поля



Рис. 3. Микрофотография образца с N = 20 %



Рис. 2. Зависимость поляризационных откликов от концентрации магнитных наночастиц



Рис. 4. Микрофотография образца с N = 35 %

На микрофотографии на рис. З хорошо заметно, что при N = 20 % избыток олеиновой кислоты стимулирует коагуляцию магнитных наночастиц. Здесь отметим, что и при меньших N возникновение коагулятов не исключается, хотя в микроскопии они не наблюдаются, т.к. могут быть меньших размеров и присутствовать в небольшом количестве. Рост этих структурных элементов с увеличением N приводит к хорошо видному на рис. 5 возрастанию магнитнооптических откликов, происходящему за счет деформации (растяжения) капель в магнитном поле и усиления в них агрегации магнитных наночастиц [16]. Зарегистрированное возрастание откликов сильно отличается от их поведения, которое наблюдалось нами при разбавлении исходной магнитной жидкости с помощью жидкой матрицы (керосина в данном случае) и показано пунктирной кривой на рис. 5 (см. также рис. 2).

При дальнейшем увеличении объема ПАВ (см. рис. 4) структурные элементы в виде микрокапель, зарождающихся в объеме образцов, меняют условия распространения зондирующего лазерного излучения. Они являются причиной его усиливающегося рассеяния, в том числе и рассеяния вперед, а также ведут к частичной деполяризации, что должно, повидимому, уменьшать величину поляризационных откликов. В итоге эти противоположно действующие тенденции приводят к показанному на рис. 5 существенному изменению поведения наблюдаемых поляризационных откликов модифицированной магнитной наножидкости [17].

Таким образом, развиваемые методы лазерного поляризационно-оптического анализа показывают качественное изменение характера магнитооптических поляризационных откликов, связанное со структурными изменениями исследуемой магнитной наножидкости в присутствии коагулирующей примеси.

Развиваемые подходы также могут оказаться полезными для диагностики и исследований микро, нано и биосистем, мета- и наноматериалов, кинетических и релаксационных процессов в газообразных и жидких средах, поведения макроскопических молекул в растворах в различных биофизических приложениях и др. Возможность работы в условиях, близких к полному

внутреннему отражению, позволяет выполнять высокочувствительное лазерное зондирование исследуемых объектов в конфигурациях, характерных для нанофотоники.



Рис. 5. Поляризационные отклики модифицированной магнитной наножидкости при H = 35 Э

Список литературы

1. Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *Лазерная магнитная спектроскопия*, М.: Наука, 1986. — 280 с.

2. O.Acher, E.Bigan, B.Drevillon, Rev. Sci. Instrum., 60, 65–77, (1989).

3. Y.A. Fofanov, Proceedings of SPIE, 1811, 413-414, (1992).

4. I.M.Sokolov, Ya.A.Fofanov, J. Opt. Soc. Am. A, 12, 1579–1588, (1995).

5. Я.А.Фофанов, И.И.Афанасьев, С.Н.Бороздин, Оптический журнал, 60, № 9, 22-25, (1998).

6. Я.А.Фофанов, И.В.Плешаков, Оптический журнал, 80, № 1, 88-93, (2013).

7. Я.А.Фофанов, И.В.Плешаков, А.В.Прокофьев, Е.Е.Бибик, *Письма в ЖТФ*, **42**, № 20, 66-72, (2016).

8. С. Такетоми, С. Тикадзуми. Магнитные жидкости, М.: Мир, 1993.-272 с.

9. C.Scherer, A.M.Figueiredo Neto, Brazilian Journal of Physics, 35, (3A), 718-727 (2005).

10. J.Philip, J.M.Laskar, Journal of Nanofluids, 1, No. 1, 3–20, (2012).

11. Chi Chiu Chan, Peng Zu, Wen Siang Lewet et al., Optics letters, 37. No. 3, 398–399, (2012).

12. К.В.Ерин, С.АКуникин, ЖТФ, 77, В. 10, 85–88, (2007).

13. Ю.Н.Скибин, В.В.Чеканов, Ю.Л.Райхер, ЖЭТФ, 72, В. 3, 949–955, (1977).

14. H.W.Davis, J.P.Llewellyn, J. Phys. D: Appl. Phys., 12, No. 2, 311-319, (1979).

15. P.C. Scholten, IEEE Trans. Magnetics, MAG-16, No. 2, 221–225, (1980).

16. Zakinyan A.R., Dikansky Yu.I., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **431**, 103–106, (2017).

17. Ya.A. Fofanov, I.M. Sokolov, I.V. Pleshakov, V.N. Vetrov, A.V. Prokofiev, A.C. Kuraptsev, E.E. Bibik, *EPJ Web of Conferences*, **161**, 01003, P. 1-2, (2017).

СТРУКТУРА ИНВАРИАНТНЫХ ПРОСТРАНСТВ И НЕПРИВОДИМЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ГРУППЫ ВРАЩЕНИЙ ПРИ ОТОБРАЖЕНИИ ЖОРДАНА Тушавин Г.В., Трифанов А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Мы исследуем инвариантные подпространства оператора Гамильтона квантовомеханической системы, состоящей из 2S+1 параметрически взаимодействующих оптических мод в процессе фазовой модуляции оптического сигнала. Симметрийные свойства данной бозонной системы выражаются в структуре алгебры Ли группы вращений.

Динамические свойства произвольных физических систем определяются симметриями пространств их состояний. В частности, динамика квантовых систем определяется структурой алгебры образующих их гамильтонианов. В квантовой оптике образующие выражаются через бозонные операторы рождения и уничтожения, однако сами в силу наличия симметрий могут определять алгебры с другими коммутационными соотношениями. Например, задача о двух связанных осцилляторах приводит к гамильтониану, чьи образующие подчиняются коммутационным соотношениям алгебры Ли группы вращений. Параметрическое взаимодействие большого числа осцилляторов с заданной определенным образом силой связи также может быть описано в рамках указанной структуры. Формально, ее представление над пространством фоковских состояний строится при помощи отображения Жордана. В настоящей работе мы исследуем структуру инвариантных пространств гамильтониана, описывающего процесс фазовой модуляции квантового многомодового излучения [1].

В работе мы рассматриваем произвольное n-частичное фоковское состояние в виде однородного полинома операторов рождения степени n, действующих на вакуумное состояние. Изучая коммутационные соотношения между операторами-образующими su(2) алгебры и операторными мономами, мы получаем возможность рассматривать действие операторов на произвольное n-частичное состояние как композицию действий на одночастичные состояния. Оператор Казимира определяет вес представления, но нетривиальность задачи заключается в том, что не все базисные векторы произвольного пространства Фока являются собственными векторами оператора Казимира, т.е. не лежат в одном представлении. Продуктивным является рассмотрение спектральной задачи оператора Казимира на линейной оболочке векторов с нулевым моментом. Но более содержательным подходом является сведением задачи к известной задачи достаточно просто выражаются через собственные векторы задачи меньшей размерности, а для одночастичного состояния базис неприводимого представления совтавления собственный базис произвольного пространства. Это дает возможность найти собственный базис произвольного состояния базис неприводимого представления совпадает с базисом фоковского пространства. Это дает возможность найти собственный базис произвольного состояния базис неприводимого представления совпадает с

Список литературы

1. Miroshnichenko G.P., Kiselev A.D., Trifanov A.I., Gleim A.V., JOSA B, **34**(6), 1177-1190, (2017).

ТРЕХФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Сергей Кулик

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Центр квантовых технологий МГУ, Москва, Россия

Рассмотрен эффект трехфотонной интерференции, возникающий при спонтанной генерации бифотонов в нескольких сегнетоэлектриках, разделенных линейными прослойками. Возникающее в дальней зоне частотно-угловое распределение интенсивности бифотонного поля существенно зависит от набегов фаз в трех модах поля, участвующих в процессе спонтанного параметрического рассеяния света. Отдельно рассматривается особенно интересный случай, когда частота одной из мод лежит в области собственных колебаний среды-прослойки. Обсуждаются аналогии с рассеянием света на поляритонах и различные спектроскопические приложения этого эффекта.

ВЛИЯНИЕ КАНАЛА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НА КВАНТОВУЮ ПАМЯТЬ ДЛЯ СВЕТА В РЕЗОНАТОРНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Масалаева Н.И., Веселкова Н.Г., Соколов И.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлен теоретический учет влияния канала параметрической люминесценции на канал памяти в процессе считывания. Было показано, что учет канала люминесценции приводит к дополнительному зашумлению наблюдаемого сигнала на выходе из резонатора.

Протокол квантовой памяти для света [1] позволяет перенести квантовое состояние оптического сигнала на долгоживущие степени свободы материальных систем таких как атомные ансамбли, примесные центры в кристаллах, ядерные спины. Эти системы используются для хранения исходного квантового состояния света, которое в последующем может быть восстановлено в процессе считывания. Квантовая память является существенной частью многих квантовых информационных протоколов таких как: квантовые сети, квантовые повторители, схемы квантовых вычислений и т.д..

В нашей работе мы рассматриваем процесс считывания предварительно записанного квантового поля на ансамбль холодных четырехуровневых атомов, помещенных в высокодобротный резонатор, который поддерживает одну продольную моду ω_c (Рис.). Сильное классическое управляющее поле E_p с частой Раби Ω в процессе считывания переводит спиновые возбуждения нижних основных подуровней в возбуждения поля моды резонатора посредством нерезонансного Рамановского взаимодействия. Наличие частотной расстройки между двумя нижними подуровнями позволяет выделить две Λ – схемы рабочих уровней, соответствующих каналу памяти и параметрической люминесценции.



Рисунок. Процесс считывания квантового поля, записанного на ансамбль холодных атомов, помещенных в кольцевой резонатор. Справа изображена схема атомных переходов

Нас будет интересовать влияние канала параметрической люминесценции в процессе считывания на свойства квантовой памяти в присутствии спонтанного распада верхних атомных подуровней. При этом мы, как уже было отмечено ранее, не работаем в так называемом режиме bad – cavity [2].

Основываясь на системе уравнений Гейзенберга – Ланжевена, были получены уравнения на поле внутри резонатора и коллективную атомную когерентность нижних подуровней. Метод согласования импеданса [3, 4] позволяет нам найти временной профиль классического поля, обеспечивающий считывание квантового поля с интересующей нас временной формой и фазой. Влияние канала параметрической люминесценции обнаруживается в виде дополнительного источника потерь в флуктуации квадратуры наблюдаемого сигнала и конечного спина. Мы приводим сравнительный анализ, в каких случаях не следует пренебрегать этими потерями. Кроме того, учет канала параметрической люминесценции приводит к перепутыванию между вытекающим полем и атомным спином, о чем свидетельствует появление в парном корреляторе квадратур поля и спина скрестного вклада, зависящего от фаз квадратур.

Список литературы

- 1. K. Hammerer, A.S. Sorensen, E.S. Polzik, Rev. Mod. Phys, 82, 1041, (2010).
- 2. A.V. Gorshkov, A. Andre, M.D. Lukin, A.S. Sorensen, Phys. Rev. A, 76, 033804, (2007).
- 3. V.V. Kuz'min, A.N. Vetlugin, I.V. Sokolov, Opt. Spectrosc., 119, 1004, (2015).
- 4. N.G. Veselkova, I.V. Sokolov, Laser Phys., 27, 125203, (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ФОТОДЕСОРБЦИИ АТОМОВ Rb C ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА Буркова М.А., Петров П.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты экспериментальных исследований фотодесорбции атомарного рубидия с поверхности стекла. Определён характер влияния частоты следования десорбирующих импульсов на поверхностную концентрацию адсорбированных атомов. Измерена энергия адсорбции рубидия на стекле.

Металлы из первой - щелочной, группы уже долгое время как прочно заняли своё место в спектроскопии. Во много это обусловлено их электронными переходами в оптическом и ближнем ИК-диапазонах, а также высокой упругостью паров при температурах, ненамного превышающих комнатные. В то же время, в виду высокой реакционной способности щелочных металлов, ячейки, содержащие такие металлы, должны изготавливаться из химически стойких материалов. Кроме того, необходимо обеспечить прозрачность окон ячеек в видимом и ИК области спектра. Ячейки из стекла, содержащие атомарные пары цезия и рубидия, получили широкое распространение в стандартах частоты. На этих металлах были также созданы датчики магнитного поля достаточной чувствительностью для применения в геологоразведочных работах и в магнитоэнцефалографии - полностью безвредном исследовании мягких тканей человека [1].

Миниатюризация, массовое развитие и внедрение нанотехнологий, так же требует уменьшения размера ячеек и повышения степени интеграции оптико-электронных компонентов. Однако в нанометровом масштабе значительное влияние на состояние возбужденного атома оказывает поверхность стенок ячеек. Частые столкновения атомов с внутренней поверхностью ячейки ведут к декогеренции возбужденных атомов, что имеет большое значение, например, в кубитах квантовых компьютеров [2]. При этом часть атомов адсорбируется (хемосорбция) на поверхности, но может быть десорбирована оптическим излучением [3]. В связи с этим изучение процессов адсорбции и десорбции атомов с твердых поверхностей становится особенно актуальным и необходимым для описания процессов в тонких ячейках.

Десорбция – это процесс обратный адсорбции. В результате десорбции поверхностная концентрация атомов, адсорбированных на поверхность, уменьшается. При условиях термодинамического равновесия оба процесса идут одновременно, и их конкуренция определяет стационарную поверхностную концентрацию адсорбированных атомов. Равновесие можно нарушить оптическим излучением. Светоиндуцированная десорбция возможна по двум механизмам. Первым механизмом является тепловой механизм десорбции. Он осуществляется, когда мощности десорбирующего излучения достаточно для дополнительного нагрева поверхности и десорбция в основном определяется достигнутой под действием излучения температурой. В этом случае с повышением плотности энергии десорбирующих импульсов происходит резкий нелинейный рост числа десорбированных атомов. Вторым механизмом является фотодесорбция. В этом случае нагрева поверхности не происходит, и вероятность десорбции линейно зависит от плотности энергии десорбирующего импульса. Таким образом, смена режимов фото стимулированной десорбции может быть определена экспериментально. Кроме того, фотодесорбция предоставляет возможность для исследования адсорбции атомов на поверхности, так как количество десорбированных атомов пропорционально поверхностной концентрации атомов на поверхности.

В работе была исследована десорбция атомов рубидия с поверхности стекла с помощью времяпролётной методики. Атомы рубидия десорбировались с поверхности стекла импульсным лазером с длиной волны излучения 532 нм и длительностью импульса 10 нс. Диаметр пучка составлял 3 мм. Регистрация отлетающих атомов осуществлялась по изменению поглощения излучения непрерывного узкополосного полупроводникового лазера, настроенного на переход 5S1/2 -> 5P3/2 (F=3 -> F'=4) атома Rb, соответствующий длине волны 780 нм. Луч детектирующего лазера проходил на расстоянии 25 мм от торцевой поверхности ячейки, с которой десорбировались атомы рубидия.

В результате эксперимента была определена зависимость вероятности десорбции от частоты и энергии десорбирующего излучения. Установлено, что при частоте 5 и более Гц поверхностная концентрация атомов Rb начинает резко уменьшаться. Пороговая мощность, при которой начинается переход к тепловому режиму десорбции, определена (10 ± 1) мДж. При мощностях ниже пороговой наблюдается фотодесорбция. Экспериментально были определены энергии адсорбции для подложки из стекла ($0,31 \pm 0,09$) эВ.

Список литературы

1. C. Deans, L. Marmugi, F. Renzoni, arXiv preprint arXiv:1804.05124 (2018).

2. S. Manz, T. Fernholz, J. Schmiedmayer, J.-W. Pan Phys. Rev. A 75, 040101(R)

3. А.М. Бонч-Бруевич, Т.А. Вартанян, А.В. Горланов, Ю.Н Масимов, С.Г. Прижибельский, В.В. Хромов, ЖЭТФ, **97**, 1077, (1990).

ДВУХЛЕПЕСТКОВЫЕ СВЕТОВЫЕ ПОЛЯ С ПОВЫШЕННОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ ДЛЯ ЗАДАЧ СПЕКТРОСКОПИИ ОДИНОЧНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ОБЪЕКТОВ Прокопова Д.В.*'**, Воронцов Е.Н.*, Котова С.П.*, Лосевский Н.Н.*, Самагин С.А.*

*Самарский филиал ФИАН, Самара, Россия **Самарский университет, Самара, Россия

В данной работе представлены результаты численного моделирования и экспериментов по формированию двухлепестковых световых полей с вращением распределения интенсивности при помощи фазовых дифракционных оптических элементов. Такие дифракционные элементы можно использовать для определения глубины залегания излучающих объектов в спектроскопических исследованиях.

В материаловедении при исследовании физико-химических свойств вещества может возникнуть потребность в точной локализации определенного излучающего объекта (флуоресцентной молекулы, квантовой точки и какой-либо другой наноструктуры) [1]. Одной из актуальных проблем является увеличение разрешения флуоресцентных оптических микроскопов в продольном направлении. Для решения этой проблемы было предложено применять фазовые дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [2, 3], изменяющие оптическую передаточную функцию (ОПФ) системы таким образом, чтобы функция размытия точки (ФРТ) представляла собой два ярких пятна, вращающихся вокруг оси при дефокусировке. Построив калибровочную кривую, связывающую поворот распределения интенсивности с продольной координатой точечного источника, можно получить значение продольной координаты источника с точностью, преодолевающей ограничения, наложенные дифракцией. Несмотря на предложенное решение, последние десять лет активно продолжаются работы в направлении модификации данного метода [4] или оптимизации фазовой маски под конкретные амплитудные и фазовые искажения, возникающие в оптической системе [5].

Свойством сохранения пространственной структуры распределения интенсивности с точностью до масштаба и поворота обладают спиральные пучки света [6]. В разрабатываемом подходе предлагается рассчитать фазовые ДОЭ для модификации ОПФ микроскопа, применяя итерационную процедуру [7], использующую в качестве начального приближения фазовое распределение спирального пучка света. Применение таких ДОЭ позволяет определить глубину залегания излучающего источника с точностью 30 нм на глубине 2 мкм. Точность определения продольной координаты зависит от эффективности, с которой ДОЭ формирует двухлепестковое поле, а глубина локализации определена протяженностью области, в которой двухлепестковое поле сохраняет структуру распределения интенсивности. Рассчитанные ДОЭ успешно применяются нашими коллегами из ИСАН.

Для некоторых задач требуется повысить точность определения продольной координаты. Существует два подхода для решения этой проблемы. Первый предполагает увеличение изменения угла поворота на том же диапазоне глубин [8]. В рамках второго подхода предлагается повышать эффективность формирования двухлепескового поля, что уменьшит ошибку определения угла поворота распределения интенсивности, и повысит точность локализации точечного источника по оси z.

В ходе нашей работы будет развит второй подход. Рассчитаны фазовые распределения ДОЭ, формирующие двухлепестковое поле с большей энергетической эффективностью. Полученные ДОЭ отличаются числом плоскостей, участвующих в процессе расчета (9 и 11 плоскостей соответственно). На Рис. приведены результаты численного моделирования по формированию двухлепестковых полей при помощи фазовых ДОЭ, поля дополнительно фокусируются при помощи линзы с фокусным расстоянием f=1000 мм. Для сравнения на рисунке приведены результаты для поля, предложенного в работе [7] (верхний ряд на Рис.). При расчете всех трех ДОЭ в качестве начального приближения для работы алгоритма использовалось фазовое распределение одного и того же спирального пучка, представляющего собой суперпозицию мод Лагерра-Гаусса представленной выражением (1):

 $F = LG_{0,0} + LG_{1,2} + LG_{2,4} + LG_{3,6} + LG_{4,8}.$

((5))	((*;))	((••))	((* •))	(
	•••			••
	••			••
-40 мм	-20 мм	0 мм	20 мм	40 мм

Рисунок. Распределения интенсивности (негативы) в различных плоскостях при фокусировке двухлепесткового поля из работы [7] (верхний ряд), двухлепесткового поля с повышенной эффективностью, алгоритм расчета ДОЭ использовал 9 плоскостей (средний ряд) и двухлепесткового поля с повышенной эффективностью, алгоритм расчета ДОЭ использовал 11 плоскостей (нижний ряд). Результат численного моделирования по фокусировке исследуемых полей линзой с фокусным расстоянием f=1000 мм, под рисунками указано расстояние до фокальной плоскости (0 мм - фокальная плоскость, положительным считается направление распространения поля, т.е. отрицательные значения соответствуют сечениям «до плоскости фокусировки», положительные – «за плоскостью фокусировки»)

По результатам моделирования (Рис.) можно заметить, что световые поля с повышенной энергетической эффективностью сохраняют структуру распределения интенсивности в меньшей области вблизи фокальной плоскости (на концах рассмотренного диапазона главные максимумы этих полей размываются (на рисунке вторая и третья строки, сечения -40 мм и 40 мм)). Однако, они не имеют побочных максимумов в отличие от поля, предложенного в работе [7]. Этот факт отражается в полученных оценках значения энергетической эффективности формирования данных световых полей. Значение энергетической эффективности определялось как отношение

мощности, приходящейся на область в которой $P_i \ge \frac{P_{\text{max}}}{2}$, где P_i - значение мощности в i-той

точке, P_{max} - максимальное значение мощности в данной плоскости, ко всей мощности в данной плоскости. Среднее значение энергетической эффективности по результатам численного моделирования для фазового ДОЭ, формирующего поля с повышенной энергетической эффективностью, использующего в алгоритме расчета 9 и 11 плоскостей, составила 73%. Подобные оценки для поля из работы [7] дают среднее значение энергетической эффективности равное 30%. Данные световые поля были экспериментально созданы при помощи жидкокристаллического пространственного модулятора света (ЖК ПМС) НОLOEYE HEO-1080P. Экспериментальные результаты согласуются с результатами проведенного моделирования.

Перспективы работы состоят в исследовании влияния амплитудных и фазовых искажений на формирование предложенных полей с целью дальнейшей оптимизации фазового ДОЭ для формирования полей под распределения интенсивности освещающего пучка, формируемого в системе микроскопа, подобно работе [9] проделанной для поля из [7].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-29-11809).

Список литературы

1. А.В. Наумов, *УФН*, **183**, 633-652, (2013).

2. A. Greengard, Y.Y. Schechner, R. Piestun, Proc. of SPIE, 5557, 91-97, (2004).

3. S.R.P. Pavani, R. Piestun, Opt. Express, 16, 5, 3484- 3489, (2008).

4. D. Wang, A. Agrawal, R. Piestun, D.K. Schwartz, *Applied Physics Letters*, **110**, Is.21, 211107, (2017).

5. Z. Cao, K. Wang, *Applied optics*, **53**, №. 31, 7325-7330, (2014).

6. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников, *УФН*, **174**, 1273–1300, (2004).

7. В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, Д.В. Прокопова, Известия РАН. Серия Физическая, **80**, № 7, 841–845, (2016).

8. E.Razueva, E. Abramochkin, EPJ Web of Conferences, 103, (2015).

9. Е.Н. Воронцов, С.П. Котова, Н.Н. Лосевский, Д.В. Прокопова, С.А. Самагин, *Краткие* сообщения по физике ФИАН, **45**, № 3, 9-14, (2018).

ДВУХПЕТЛЕВОЙ МЕТОД СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ С ЭФФЕКТИВНЫМ ПОДАВЛЕНИЕМ ПОЛЕВОГО СДВИГА ДЛЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ Басалаев М.Ю., Тайченачев А.В., Юдин В.И.

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия, Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия, Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Предложен метод стабилизации частоты в атомных часах с использованием спектроскопии рамсеевского типа и двух петель обратной связи. Одна петля служит для автоподстройки частоты генератора, вторая петля управляет вспомогательным параметром для компенсации полевого сдвига.

Квантовые стандарты частоты [1] являются эталонами частоты/времени, определяющими предельное быстродействие или точность систем, в которых они используются. Создание ультрапрецизионных квантовых стандартов частоты открывает возможности для реализации сверхточных экспериментов по проверке временной зависимости фундаментальных констант, квантовой электродинамики, общей теории относительности и космологических моделей. Кроме того, точное измерение временных интервалов (или частоты) необходимо для синхронизации устройств телекоммуникационных сетей и увеличения скорости передачи и обработки данных, увеличения точности систем глобального позиционирования и инерционной навигации, а также гравиметрии и геодезии.

Одним из ключевых факторов, ограничивающих точность и стабильность современных квантовых стандартов частоты, является полевой сдвиг частоты рабочего перехода, обусловленный воздействием пробного электромагнитного поля, формирующего реперный резонанс. При этом флуктуации мощности излучения приводят к нестабильности частоты осциллятора. Эта проблема препятствует дальнейшему улучшению метрологических характеристик используемых в настоящее время стандартов частоты, а также приводит к тому, что многие перспективные варианты атомных часов остаются не реализованными.

Нами предложен и теоретически обоснован новый метод [2] существенного подавления полевых сдвигов, основанный на обобщенной рамсеевской спектроскопии часового перехода в атомах и ионах. В данном подходе используются две петли обратной связи для стабилизации частоты генератора ω и некоторого вспомогательного параметра ξ , связанного с первым или вторым рамсеевским импульсом (например, фаза или частота поля, длительность импульса т.п.). Для формирования сигнала ошибки $S^{(err)}(\omega, \zeta)$ в каждой петле необходимо использовать последовательности рамсеевских импульсов с различными временами свободной эволюции T₁ и Т2. Процедура стабилизации частоты организуется как ряд следующих циклов. При возбуждении квантовой системы рамсеевской последовательностью импульсов со временем свободной эволюции T₁ вспомогательный параметр ξ фиксируется, а стабилизируется частота вблизи значения, где сигнал ошибки равен нулю: $S_{T_1}^{(err)}(\omega, \xi_{fixed}) = 0$. Затем квантовая система возбуждается рамсеевской последовательностью импульсов со временем свободной эволюции T_2 , при этом полученная на предыдущем этапе частота ω фиксируется, а стабилизируется вспомогательный параметр ξ вблизи значения, при котором второй сигнал ошибки обращается в ноль: $S_{T_2}^{(err)}(\omega_{fixed},\xi) = 0$. Повторяя этот цикл, мы в итоге стабилизируем обе величины ω и ξ вблизи некоторых значений: $\omega = \omega_0$, $\xi = \xi_0$. Проведенное нами теоретическое исследование доказывает, что величина ω_0 соответствует несдвинутой частоте реперного перехода. В качестве примера на рисунке ниже представлены результаты расчета сигналов ошибки для случая, когда в качестве вспомогательного параметра используется фаза поля ϕ во время действия второго импульса рамсеевской последовательности.



Рисунок. (а) Сигнал ошибок $S_{T_1}^{(err)}(\delta, \phi = \phi_0)$ при $\Delta_{sh}/\Omega = 0$ (черная сплошная линия), $\Delta_{sh}/\Omega = 1$ (красная пунктирная линия), $\Delta_{sh}/\Omega = 2$ (зеленая пунктирная линия), $\Delta_{sh}/\Omega = 2$ (голубая пунктирная линия). (b) Сигнал ошибок $S_{T_2}^{(err)}(\delta = 0, \phi)$ при $\Delta_{sh}/\Omega = 0$ (черная сплошная линия), $\Delta_{sh}/\Omega = 0.5$ (красная пунктирная линия), $\Delta_{sh}/\Omega = 1$ (зеленая пунктирная линия). Здесь Ω – частота Раби, δ – отстройка, $\Delta_{sh} -$ сдвиг частоты часового перехода

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 16-32-60050 мол_а_дк, 17-02-00570, 18-02-00822) и Министерства образования и науки РФ (грант № 3.1326.2017/4.6).

Список литературы

A.D. Ludlow, M.M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P.O. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.*, 87, 637 (2015).
 V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, T. Zanon-Willette, J.W. Pollock, M. Shuker,
 E.A. Donley, J. Kitching, *arXiv*:1712.03365 [physics.atom-ph] (2018).

СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОНОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ И ЭКСИТОНОВ J-АГРЕАТОВ В ГИБРИДНЫХ ПЛЕНКАХ Набиуллина Р.Д., Старовойтов А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Были изучены оптические свойства J-агрегатов псевдоизоцианина на островковых металлических пленках, в зависимости от напыляемого материала и их эквивалентной толщины. Для интерпретации результатов были проведены расчеты сечения поглощения гибридной пленки в рамках квазистатического приближения.

Плазмон-экситонное взаимодействие в гибридных структурах, состоящих из металлических структур и органических красителей, широко исследуется экспериментально и теоретически. Под воздействием падающей электромагнитной волны в металлических структурах, в частности, наночастицах, возникает коллективное колебание облака электронов. Это коллективное колебание в частице, называемое локализованный плазмонный резонанс, создает сильное электромагнитное поле, которое увеличивает оптический отклик молекул, находящихся в непосредственной близости с поверхностью частиц [1].

Важной особенностью цианиновых красителей является способность формировать ассоциаты молекул, которые обладают нелинейными свойствами – J-агрегаты. Под действием света в J-агрегатах может образовываться квазичастица в виде электронно-дырочной пары, связанной кулоновским взаимодействием. Такое нейтральное электронное возбуждение носит название экситон Френкеля, характеризуется высокой оптической нелинейностью ($\chi \sim 10^{-5}$ см³/эрг) и поляризованной флуоресценцией [2].

В режиме слабой связи плазмон-экситонное взаимодействие демонстрирует в спектрах поглощения увеличение поглощения и флуоресценции J-агрегатов, находящихся в ближнем поле наночастиц металла [3]. Сильное взаимодействие приводит к появлению двух новых энергетических состояний, разница между которыми характеризуется энергией расщепления Раби [4]. В спектрах поглощения и флуоресценции образцов сильное взаимодействие проявляется в виде спектрального провала в максимуме полосы J-агрегатов.

Были исследованы оптические свойства (поглощение и флуоресценция) гибридных структур, представляющие собой молекулы J-агрегатов, нанесенные на островковые металлические пленки. В отличие от большинства исследований, которые проводились в коллоидных растворах, в данной работе были изучены сухие тонкопленочные образцы. Наночастицы металла в виде островковой пленки были получены в установке вакуумного физического напыления Kurt Lesker PVD 75. Плазмонный резонанс образцов неоднородно уширен, что связано с большим разбросом наночастиц по размерам. J-агрегаты, полученные по оригинальной методике в этаноле без участия электролитов, наносились на островковые пленки методом центрифугирования.

В спектрах поглощения гибридных структур наблюдается спектральный провал в максимуме полосы поглощения J-агрегатов и формирование с двух сторон от него узких пиков; поглощение остальных молекулярных форм возрастает.

Была рассмотрена зависимость поглощения молекул красителя в зависимости от толщины напыляемой островковой пленки. Показано, что по мере увеличения эквивалентной толщины пленки, пики вокруг провала в полосе агрегатов становятся равноинтенсивными.

Для интерпретации результатов с помощью расчета, была предложена модель эллипсоидальной наночастицы металла, окруженной оболочкой из J-агрегатов. Были проведены расчеты для сечения поглощения металлическими частицами, покрытыми J-агрегатами псевдоизоцианинаового красителя, в рамках квазистатического приближения [5].

Список литературы

1. D. Melnikau, A.A. Govyadinov, A. Sanchez-Iglesias, M. Grzelczak, L.M. Liz-Marzan, Y.P. Rakovich, *Nano Lett.*, 17, 1808-1819, (2017).

2. I.G. Scheblykina, M.A. Drobizheva, O.P. Varnavskya, M.V. Auweraerb, A.G. Vitukhnovsky, *Chem. Phys. Lett.*, 261, 181-190, (1996).

3. R.D. Nabiullina, A.A. Starovoitov, N.A. Toropov, J. Opt. Technol., 84, 453-458, (2017).

4. В.В. Климов, *ФИЗМАТЛИТ*, 480, (2009).

5. В.С. Лебедев, А.С. Медведев, Квант. Электроника, 42, 701-713, (2012).

ЛАЗЕРНО-ИСКРОВАЯ ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ -ЭФФЕКТИВНЫЙ МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ АЛМАЗОВ Лебедев В.Ф., Павлов К.В., Колядин А.В.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия *ООО «Нью Даймонд Технолоджи», Сестрорецк, Россия

Продемонстрировано, что лазерно-индуцированная графитизация поверхности алмаза приводит к существенному увеличению чувствительности метода ЛИЭС. Обнаружена возможность выявления изменений структурных связей атомов в образцах вследствие изменения гибридизации атомов углерода или наличия примесей.

Известно, что абсолютное большинство (до 98%) природных алмазов в структурной сетке содержат азот с концентрациями на уровне от десятков до сотен ppm и имеют желтую или желтозеленую окраску. С другой стороны, современные технологии, в частности, использующие метод НРНТ, позволяют выращивать крупные монокристаллические алмазы, в том числе легированные различными примесями, как для ювелирной промышленности, так и для научных и технологических применений [1]. Синтетические алмазы также содержат в своей структурной сетке азот, но с существенно меньшими (до единиц ppm или более низкими) концентрациями. Структурные и, как следствие, спектральные свойства природных и синтетических алмазов могут быть в свою очередь изменены в результате дополнительных тепловых или радиационных воздействий, поэтому идентификация алмазов спектральными методами является актуальной задачей [2].

Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) – разновидность атомноэмиссионной спектроскопии, которая постоянно находит новые области применения и поэтому является крайне востребованной. Преимущества ЛИЭС определяются возможностью одновременного многоэлементного качественного или количественного анализа, в том числе и экспресс-анализа химического состава вещества в любом агрегатном состоянии, и дополняются возможностями дистанционного анализа. Современные технологии позволяют разрабатывать компактные лазерные системы как в переносном, так и в мобильном исполнениях, и реализовывать измерения методом ЛИЭС на расстояниях от единиц до нескольких десятков метров [3].

Метод ЛИЭС с высокой вероятностью позволяет определить как географическое происхождение природных алмазов, так и лабораторию, в которой выращивались синтетические алмазы [4]. В данном случае анализ спектров лазерно-индуцированной плазмы образцов производился не по атомарным линиям излучения элементов, а по молекулярным полосам излучения C_2 и CN. Исследования этим методом органических соединений показали, что малые изменения интенсивностей молекулярных полос C_2 и CN определяются наличием соответствующих связей между атомами в самой структуре вещества в различных количествах [5].

Лазерно-индуцированная графитизация поликристаллических алмазных пластин выращенных CVD методом и режимы их абляции в зависимости от параметров импульсного лазерного излучения исследовались авторами работы [6].

В настоящей работе приведены результаты исследований методом ЛИЭС лазерной абляции и идентификации синтетических алмазов при наличии лазерно-индуцированной графитизации поверхности исследуемых образцов.

Исследовались многосекторальные пластины желтых синтетических монокристаллических алмазов с размерами 5х5 мм², выращенные компанией Нью Даймонд Технолоджи методом НРНТ. Концентрация азота в образцах варьировалась от единиц до нескольких десятков ppm. В качестве источника излучения в методе ЛИЭС использовался импульсный Nd³⁺:YAG лазер модели LQ-129 (Солар ЛС, Беларусь), работающий на длине волны 1064 нм с частотой повторения импульсов 2 Гц, длительностью и энергией импульса 17 нс и 230 мДж соответственно. Плотность энергии лазерного пучка на поверхности мишени составила величину около 1 кДж/см². Спектры плазмы алмазов регистрировались в атмосфере аргона спектрометром

AvaSpec-ULS2048L-USB2 (Avantes). Запуск лазера, синхронизация его работы со спектрометром, регистрация и обработка спектров плазмы осуществлялись с помощью собственного программного обеспечения [7]. Спектры комбинационного рассеяния исходных и облученных алмазных пластин измерялись с помощью конфокального рамановского микроскопа inVia (Renishaw).

Различные сектора исследуемых образцов подвергались облучению лазерными импульсами в количестве от 1-го до 30-ти в одну точку. Очевидно, что первоначальное взаимодействие лазерного излучения с поверхностью инициировалось его взаимодействием со структурными дефектами поверхности (Рис.1).

Характерные структурные различия секторов алмазной пластины с кристаллографическими ориентациями 100 и 111 отчетливо видны на рамановских спектрах (Рис.2), причем спектры графитизированной поверхности отличаются резким уширением алмазной D-полосы (1332 см⁻¹) и появлением G-полосы (1600 см⁻¹), характерной для sp²-гибридизации атомов углерода (C=C связи).



Рис. 1. Фотография пятен лазерного воздействия на поверхности алмаза до и после графитизации



Рис. 2. Рамановские спектры для двух секторов пластины: 1 - (100), 2 - (111); на вставке А - схема пластины

Быстрая графитизация поверхности алмазной пластины после 10-12-ти лазерных импульсов и наличие двух стационарных режимов абляции излучения лазерной плазмы хорошо видны на зависимостях для полос излучения C₂ и CN, приведенных на Рис.3.

Нормализованные после каждого лазерного импульса спектры [7] объединялись в серию для каждого из стационарных режимов абляции и аппроксимировались нормальным распределением. Графитизация и соответствующее резкое увеличение числа двойных связей C=C привели к увеличению интенсивности излучения полосы C₂ до пяти раз, интенсивность излучения CN возрастала чуть менее существенно.

Интенсивности полос излучения CN и C₂ для графитизированной поверхности алмаза в различных секторах пластины (точки 1 и 2, вставка на Рис.2) представлены на Рис.4. Изменения интенсивностей полос излучения C₂ и CN связаны с изменениями структуры связей атомов и их количества и наблюдались для различных образцов алмазных пластин и различных секторов каждой пластины. Подобные, но менее существенные изменения интенсивностей полос, определяемые структурными различиями в связях атомов углерода в наноуглеродных пленках, регистрировались и ранее [8].

Однако, полученные в настоящей работе данные однозначно подтверждают возможность метода ЛИЭС по идентификации структурных различий в связях атомов, в частности при изменении гибридизации углерода в различных углеродных материалах и идентификации наличия других связей (например, CN как в настоящей работе) в сравнительных экспериментах для серии образцов.

В результате, в настоящей работе показано, что лазерно-индуцированная графитизация алмаза, сопровождающаяся установлением стационарного режима абляции, оказалась процессом, способствующим существенному увеличению чувствительности метода ЛИЭС. На примере анализа серии пластин азотсодержащих алмазов с уровнем концентрации азота от единиц ppm показана возможность идентификации изменения структурных связей атомов углерода и уровня легирования азотом как в пределах одной многосекторальной пластин, так и для пластин с разным уровнем легирования.



лазерного импульса



и (111) (точки 1 и 2, см. вставку к Рис.2)

Из-за возможного влияния селективности испарения элементов необходимы дальнейшие исследования чувствительности метода ЛИЭС для других легирующих примесей в условиях графитизации поверхности алмаза.

Список литературы

1. F.S. Urika, D. Haenens-Johansson, A. Katrusha, K. Soe Moe, P. Johnson, W. Wang, Gems & Gemology, **3**, №3, 260-279, (2015).

2. J. Fridrichova, P. Bacik, R. Skoda, P. Antal, Acta geologica slovaca, 7, №1, 11–18, (2015).

3. S. Musazzi, U. Perini, Laser-induced breakown spectroscopy: Theory and Applications, Springer, 565 p., (2014).

4. C.E. McManus, J. Dowe, N.J. McMillan, *Microsc. Microanal.*, 23, 2282-2283, (2017).

5. J. Serrano, J. Moros, J.J. Laserna, Anal. Chem., 87, №5, 2794–2801(2015).

6. В.В. Кононенко, Т.В. Кононенко, С.М. Пименов, М.Н. Синявский, В.И. Кононов, Φ. Даусингер, *Квантовая электроника*, **35**, №3, 252-256, (2005).

7. V.F. Lebedev, M.S. Kozlyakov, D.N. Stepanov, Spectr. Acta Part B, 137, 23-27, (2017).

8. V.F. Lebedev, M.K. Rabchinskii, M.S. Kozlyakov, D. N.Stepanov, A.V. Shvidchenko, N.V. Nikonorov, A.Y. Vul', *J. Anal. At. Spectrom.*, **33**, 240-250, (2018).

ВЛИЯНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НА ШТАРКОВСКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ МУЛЬТИПЛЕТОВ ИОНА ТЬ³⁺ В МОНОКРИСТАЛЛЕ YAl₃(BO₃)₄

Фомичева Л.А., Корниенко А.А.*, Дунина Е.Б.* Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь * Витебский государственный технологический университет, Витебск, Беларусь

Описание штарковской структуры кристаллического поля монокристалла YAl₃(BO₃)₄, активированного Tb³⁺, выполнено с помощью модифицированной теории кристаллического поля, в которой учтено влияние возбужденных конфигураций противоположной четности и эффектов ковалентности. Вычислены параметры четного и нечетного кристаллического поля и параметры ковалентности.

Для описания штарковской структуры мультиплетов в приближении слабого конфигурационного взаимодействия обычно используют гамильтониан:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} B_q^k C_q^k \tag{1}$$

Для описания штарковских уровней кристаллических систем, у которых влияние возбужденных конфигураций аномально сильное, используют гамильтониан [1, 2]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \left\{ B_q^k + \left(\frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_J} + \frac{\Delta_d^2}{\Delta_d - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(d) + \sum_i \left(\frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_J} + \frac{\Delta_{ci}^2}{\Delta_{ci} - E_{J'}} \right) \widetilde{G}_q^k(c) \right\} C_q^k$$

$$(2)$$

Величину вкладов возбужденной конфигурации противоположной четности $4f^{N-1}5d$ в \widetilde{G}_{a}^{k} оценивают по формуле [1, 2]:

$$\widetilde{G}_{q}^{k}(d) = -\frac{2k+1}{2\langle f \| C^{k} \| f \rangle} \sum_{p',p'' t',t''} (-1)^{q} \begin{pmatrix} p' & p'' & k \\ t' & t'' & -q \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{cases} p' & p'' & k \\ f & f & d \end{cases} \langle f \| C^{p'} \| d \rangle \langle d \| C^{p''} \| f \rangle \frac{B_{t'}^{p'}(d)}{\Delta_{d}} \frac{B_{t''}^{p''}(d)}{\Delta_{d}}, \end{cases}$$

$$(3)$$

где $B_{t'}^{p'}(d)$, $B_{t''}^{p''}(d)$ – параметры кристаллического поля нечетной симметрии. Величину вкладов в \tilde{G}_{q}^{k} от процессов с переносом заряда определяют выражением [1, 2]:

$$\widetilde{G}_{q}^{k}(c) = \sum_{b} \widetilde{J}^{k}(b) C_{q}^{k^{*}}(\Theta_{b}, \Phi_{b}).$$
(4)

Для расчета параметров $\tilde{J}^{k}(b)$ используют приближенные выражения [1, 2]:

$$\begin{cases} \widetilde{J}^{2}(b) \approx \frac{5}{28} \Big[2\gamma_{\sigma f}^{2} + 3\gamma_{\pi f}^{2} \Big] \\ \widetilde{J}^{4}(b) \approx \frac{3}{14} \Big[3\gamma_{\sigma f}^{2} + \gamma_{\pi f}^{2} \Big] \\ \widetilde{J}^{6}(b) \approx \frac{13}{28} \Big[2\gamma_{\sigma f}^{2} - 3\gamma_{\pi f}^{2} \Big] \end{cases}$$
(5)

где γ_{if} ($i = \sigma, \pi$) – параметры ковалентности, соответствующие перескоку электрона из іоболочки лиганда в f-оболочку лантаноида.

В YAl₃(BO₃)₄ ион Tb³⁺ занимает позиции с локальной симметрией D₃. При такой симметрии в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия кроме шести параметров кристаллического поля четной симметрии B_0^2 , B_0^4 , B_3^4 , B_0^6 , B_3^6 и B_6^6 дополнительно появляются шесть параметров нечетного кристаллического поля C_0^1 , C_0^3 , C_3^3 , C_0^5 , C_3^5 , параметры Δ_{ci} , соответствующие энергии конфигурации с переносом заряда, и параметр Δ_d , соответствующий конфигурации противоположной четности, а также параметры ковалентности $\gamma_{\sigma f}$ И $\gamma_{\pi f}$.

Описание штарковских уровней иона Tb³⁺, приведенных в работе [3], было выполнено в приближении слабого и аномально сильного конфигурационного взаимодействия. Результаты расчетов показали, что наилучшего описания удается достичь в приближении аномально сильного конфигурационного взаимодействия.

Полученные результаты позволяют утверждать, что необходимо учитывать как влияние конфигураций противоположной четности, так и влияние конфигураций с переносом заряда.

В результате описания штарковских уровней иона тербия получены параметры четного и нечетного кристаллического поля и параметры ковалентности, что имеет большое значение для описания оптических характеристик кристаллов.

Список литературы

A.A. Kornienko, E.B. Dunina, L.A. Fomicheva, *Optics and Spectroscopy*, **116**, 739-746, (2014)
 E.B. Dunina, A.A. Kornienko, L.A. Fomicheva, *Central European Journal of Physics*, **6**, 407-414, (2008).

3. N.Ben Amar, M.A. Hassairi, M. Dammak, Journal of Luminescence, 173, 223-230, (2016).

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДАМИ СПЕКТРОСКОПИИ И ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА РАСТВОРЁННОЙ И ЭМУЛЬГИРОВАННОЙ ВОДЫ И СТРУКТУРЫ КОЛЛОИЛНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ТРАНСФОРМАТОРНОМ МАСЛЕ

*Обухов А.Е., **Коваленко К.В., **Кривохижа С.В., **Бурханов И.С., **,***Чайков Л.Л.

^{*}ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации», Москва, Россия **ФГБУН ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия ***НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Методика измерения

Для изучения структуры коллоидных образований (КО) и эмульгированной воды использованы результаты спектральных методов: УФ- и ИК-поглощения, ЯМР- и ЭПР, флюоресценции и хемилюминесценции и квантовой химии и других, с помощью которых развиваются физические основы метода атомно-молекулярной структурной идентификации нефтей и нефтепродуктов по электронной и пространственной структуре многоатомных соединений углеводородов [1].

Измерения размеров и концентрации КО воды в масле и эмульсола в воде проводились методом динамического рассеяния света (ДРС) [2], схема установки которого показана на рис. 1.





Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Laser – He-Ne лазер; **Р** - поляризаторы; **О** – 10% зеркало; C – кювета; θ – угол рассеяния; $D_{\rm a}$ – апертурная диафрагма; PM – фотоприёмник (ФЭУ); CSA – коррелятор; $D_{\rm s}$ – Диафрагма перед фотоприёмник; F - фотоэлемент

Рис. 2. Корреляционная функция света, рассеянного эмульсией 0,0287% воды без ПАВ в трансформаторном масле под углом $\theta = 45^{\circ}$ и результаты её обработки. Слева верху: корреляционная функция в двойном логарифмическом масштабе; справа вверху: гистограмма распределения интенсивности по эффективным размерам КО; справа внизу: результаты обработки функции программой DynaLS; слева внизу: ошибки аппроксимации

формирует автокорреляционную Коррелятор функцию $(AK\Phi)$ интенсивности рассеянного света $G^{(2)}(\tau)$ (рис.2):

$$G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle$$
.

(1)

По корреляционной функции определяется ширина линии рассеяния, а по ней – коэффициент диффузии КО и радиус частиц².

При условии, что в объеме вещества участвуют в рассеивании света достаточно много частиц (т.е. справедливо гауссово распределение), для монодисперсной взвеси справедливо соотношение:

$$G^{(2)}(\tau) = \langle I \rangle^{2} (1 + A | g^{(1)}(\tau) |^{2}) = \langle I \rangle^{2} [1 + Aexp(-2\tau/\tau_{c})] = \langle I \rangle^{2} [1 + Aexp(-2Dq^{2}\tau)],$$
(2)

где $g^{(1)}(\tau) = \langle E(t)E^*(t+\tau) \rangle / \langle I \rangle$ – нормированная АКФ поля рассеянного света, τ_c – время корреляции, A – коэффициент, связанный с пространственной когерентностью рассеянного света и интенсивностью рассеяния, не связанного с частицами, $1/\tau_c = \Gamma = Dq^2$ – полуширина Лоренцевой линии спектра на полувысоте, $D = k_{\rm B}T/6\pi\eta r_{\rm p}$ – коэффициент диффузии взвешенных частиц или KO, $q = |k_{\rm s} - k_0| = (4\pi n/\lambda_{las})\sin(\theta/2)$ – волновой вектор рассеяния, k_B – константа Больцмана, k_0 и k_S – волновые векторы падающего и рассеянного света, λ_{las} – длина волны света; θ – угол рассеяния, n и η – показатель преломления и вязкость среды, T – абсолютная температура образца, r_p – радиус частиц.

Для полидисперсных систем спектр рассеяния состоит из нескольких Лоренцевых кривых, наложенных друг на друга, а АКФ поля света представляет собой сумму экспонент. Зная N_T , θ , $I(\theta)$, I_L , r_p , n_1 и n_2 , по измеренным: радиусом КО и интенсивности рассеяния можно определить объёмную долю КО в эмульсии по формуле:

 $C_{VI} = (I/I_L)\sin\theta[B/N_T G^2(\theta)r^3],$

здесь параметр В определён из выражения:

 $B = 3R_{\rm T}\lambda^4_0/(16\pi^3 n^2_2)[1/(\Delta n)^2],$

где разность коэффициентов преломления частицы и жидкости равна: $\Delta n = n_1 - n_2$.

Из полученного РИРЧ и измеренной величины полной интенсивности рассеянного света определялась объёмная концентрация КО в эмульсии с помощью соотношениям (3) и (4).

Зависимость от C_{mix} величины концентрации эмульгированной воды C_{VI} , определённой по интенсивности рассеяния I_{norm} и r_{p} , показана на рисунке 3.





(3)

(4)



Рис. 4. Зависимость отношения C_{VI} к истинной концентрации эмульгированной воды C_{VI}/C_{emu} от C_{emu} в двойном логарифмическом масштабе. Кривые 1, 2 – аппроксимации формулой (12), кривая 1 – аппроксимация в предположении, что C_{VI} стремится к C_{emu} при больших C_{emu}

Из рисунка 3 видно, что при больших концентрациях воды в эмульсии ($C_{\text{mix}} > 0,1\%$) величина C_{VI} , определённая по формуле (8) из экспериментально измеренных интенсивности рассеяния и радиуса КО и в предположении, что показатель преломления КО равен показателю преломления воды (в пределах 10%), оказывается равна или близка к истинной величине C_{mix} . При малых C_{mix} ($C_{\text{mix}} < 0.03\%$) измеренная величина C_{VI} оказывается меньше истинной C_{emu} более чем в 100 раз. Зависимость отношения $C_{\text{VI}}/C_{\text{emu}}$ от C_{emu} в двойном логарифмическом масштабе при

 $T^{0}C = 23-24^{\circ}C$ представлена на рисунке 4.

В рассмотренном случае минимальное φ оказывается равным 0,072, что соответствует отношению расстояния r_a между центрами мицелл в КО к радиусу r_m мицелл $r_a/r_m = 3,87$, или расстоянию между границами мицелл, равному 0,93 от значения их диаметра.



Рис. 5. Зависимость интенсивности светорассеяния от температуры при нагревании и охлаждении эмульсии воды в TM, $C_{\rm mix} = 0.118\%$. Верхние кривые – нагрев, нижние – охлаждение

Из рисунка 5 видно, что при понижении температуры эмульсии КО переходят из состояния *«мицеллы с прослойками»* в состояние *«цельной капли»*, что и приводит к зависимости значения температуры такого перехода от концентрации воды.

Результаты и выводы

1). При малых концентрациях и высоких температурах КО воды в ТМ представляют собой агрегаты мицелл, между которыми имеются прослойки масла, по толщине сравнимые с диаметром мицелл воды.

2). Показано, что при низких температурах замерзание капель воды приведёт к образованию крупных кристаллов льда, что может привести к забивки фильтра-пакетов масляных фильтров ТМ и выходу из строя технических устройств, а наличие агрегатов мелких мицелл не приводит к образованию крупных ледяных кристаллов.

Список литературы

1. Обухов А.Е., Чайков Л.Л., Коваленко К.В., Кривохижа С.В., Лобанов А.Н. // *Актуальные проблемы нефти и газа: сетевое издание.* 2016. Вып. **2(14).** URL: http://www.oilgasjournal.ru/issue_14/anisimov.pdf.

2. Коваленко К.В., Кривохижа С.В., Масалов А.В., Чайков Л.Л. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2009. № 4. С. 3 - 17.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, МНОГОСТУПЕНЧАТАЦИЯ ИОНИЗАЦИЯ НА ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНЫХ ПЕРЕХОДАХ В ВЫСОКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ВОЗБУЖДЁННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ФРАГМЕНТАЦИЯ, РЕКОМБИНАЦИЯ И ГОРЕНИЕ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ МНОГОАТОМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДОВ Обухов А.Е.

ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны РФ», Москва, Россия

Спектральными методами: Х- и Е-рефракции, УФ- и ИК-поглощения, рассеяния Рамана, ЭПР и ЯМР ¹Н и ¹³С, люминесценции и хемилюминесценции при температурах T = 2,6-500K изучены физические свойства сложных составов углеводородов в зависимости от электронной и пространственной структуры в основном состоянии, а также орбитальная природа многоступенчатых переходов в высокие электронные возбужденные синглетные и триплетные состояния (S*₁T_j ЭВС), рассчитанные методами ЛКАО-МО ССП КВ ЧПДП/S. Определены типы групп квазиосцилляторов в структуре, которые активны при электронно-колебательных переходах, т.е. при рассеянии, поглощении, вынужденном излучении в условиях лазерного разогрева в триплетных ЭВС до температур 7000 К. Изучены механизмы: многоступенчатой ионизации, фрагментации, термолиза при разделении зарядов с образованием в среде индуцированного тока, ионов и радикалов, а также механизма рекомбинации, формирующих условия горения и взрыва паров топливных смесей.

С помощью полной схемы многоступенчатых излучательных и безизлучательных переходов в полной системе синглетных и триплетных электронных возбуждённых состояний, рассчитанных методами ЛКАО-МО ССП-КВ ЧПДП/S до 100000 см⁻¹ ($S^*_iT_j$ ЭВС) изучены механизмы одно- и многоквантовой многоступенчатой ионизации. Под действием УФ кванта энергии накачки эффективно заселяется предионизационный квазиконтинуум ридберговских состояний и по механизму многоступенчатых переходов происходит фрагментация пространственной структуры углеводородов по качественной схеме: (hv_i) $S_0 \rightarrow S^*_i <\approx>T_1 \rightarrow T_j \approx>D + e^-$, т.е. образуется дублетное состояние катиона D^+_0 и ион-радикальные формы и эксимплексы (с другой дискретной структурой дублет, D_i и квартет, Q_j ElExSt), а также дырки, поскольку в среду эмитируется целочисленный заряд e^- , участвующие в процессах рекомбинациии формирующие условия горения или взрыва, а также деструкцию OLEDs и OTETs-устройств [1, 2].

По спектральным характеристикам: Х- и Е-рефракции, УФ, ИК, Рамана, ВКР, ¹Н и ¹³С ЯМР и ЭПР, люминесценции (T = 2,6-77-500 K) и квантово-химических расчетов изучено атомномолекулярное пространственное и электронное строение рядов многоатомных N-,O-,Sсоединений и углеводородов, применяемых в качестве горюче-смазочных материалов в химмотологии [1, 2] (Рис.1 и 2).

Низкотемпературной флюоресцентной спектроскопией (77 и 2,6 K) установлено, что механизм сверхтонкого электронно-ядерного взаимодействия (СВТЭЯВ) лежит в основе явления преимущественной локализации энергии возбуждения на нескольких активных типах структурных квазиосцилляторов в каждом из S_iT_j ЭВС, а механизм делокализации в основе переноса энергии возбуждения по атомам в структуре, что приводит к формированию в молекулах индуцированных нанотоков [1].

Показано, что при условии полного поглощении энергии накачки и фотоионизации первоначально N-,O-,S-гетероароматическими соединениями (сечения поглощения $\sigma^{osc}(\lambda) > 10^{-15}$ см²), содержащимися по данным хроматомассспектрометрии в смесях топлив и смазочных маслах, возможно сопоставление квантовых механизмов, связывающих параметры УФ- и ИКлазерной или ламповой накачек фотонами, но не при ионизации электронным ударом в метододе массспектрометрии. Изучен диполь-дипольный механизм передачи резонансной энергии между веществами в смеси, т.е. при точно известной величине избыточной энергии, сообщаемой в результате фотоионизации образующимися молекулярными ионами и сопоставлены энергетические характеристики при испарении и деструкции: молекул, радикалов, ионов с результатами квантово-химических расчетов.

Для активных сред для паров и растворов в day-лазерах на основе в соединений бисоксазолов и оксадиазолов подобраны условия осуществления явления одновременной внутримолекулярной пространственной когерентности структурных групп активных квазиосцилляторов: как с полем накачки, так и во внутримолекулярном самосогласованном поле структурных групп связей между собой [1, 2]. В результате увеличивается квантовый выход флюоресценции до $\gamma_{\rm fl} = 0,7$ -1,0 и улучшаются параметры генерации оптического излучения (ГОИ) day на порядок, также, как и для ОЛЕDs и ОТЕТs устройств в УФ- и видимом диапазонах спектра в спектральном диапазоне $\lambda = 340$ -740 нм при разных типах накачек (рис. 2 и 3, а, б).



Рис. 1. (а) - Спектры УФ поглощения (ε^{v}_{abs} , 1, 2) и ФЛ (3, 4) и наведенного S*₁->S*_{2,...,i} и T₁->T_{1...,i} поглощения (*ε*^v_{reabs} 5 и 6) в парах (2, 3, 5) и растворах (1, 4, 6, 7) и спектр наведенного триплет-триплетного поглощения (5, 6) для молекул 2,5-дифенил-1,3оксазол (**POP**) и (в) 1,4-фенилен-2,2'-бисоксазол (**OPO**), формирующийся за время (10⁻ 9 $\div 10^{-13}$ с) в результате возбуждения нескольких групп квазиосцилляторов при электронно-колебательных переходах T₁->T_{1,...,j} и (вверх-вниз) T₁< \approx >T_{2,...,j} в системах ЭВС до акта безизлучательной релаксации энергии в диапазоне $\Delta v = 10000 - 100000$ см¹ за время 10^{-13} с в растворе этанола (5 и 7) и парах (6 и 8), разогревающих среду до $T \le 7000$ К. (б) и (в) Многоуровневая полная схема излучательных и многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i и T_i) $S_{i}^{*}T_{i}$ ЭВС ("элементарный акт") многоатомных соединений (дублет D_{i}^{*} и квартет Q_{i}^{*} для ионов), рассчитанная квантовохимическими методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/S. Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0переходов (иначе $S_1^* \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$), формирующих тонкую структуру электронноколебательных полос поглощения и флюоресценции. Обозначены $\Delta r_{\mu\nu}$, $\Delta p_{\mu\nu}$ и $\Delta q_{\mu\nu}$, $\Delta \rho_{\mu\nu}$ - длины, порядки валентных связей, заряды и полные электронные плотности на атомах в $S^*_i T_i$ ЭВС. Цифры в скобках: значения матричных элементов оператора спинорбитального взаимодействия *H*_{S0}, пунктирные линии). Вертикальными линиями вниз

указаны частоты (v^{ij}) и силы осцилляторов ($f^e_{fl,phosf}$ и f^e_{reabs}) переходов

Из полных систем $S^*_i T_j$ ЭВС рассчитывается: абсолютный квантовый выход флюоресценции или фосфоресценции и константы скорости внутренней (КСВК) и интеркомбинационной конверсий (КС ИКК) по формулам [1,2]:

$$\begin{split} \gamma_{fl} &= k_{S_{1}^{*} \to S_{0}} / \left(k_{S_{1}^{*} \to S_{0}} + k_{S_{i}^{*} \approx >S_{0}} + \sum_{i=1, j=1}^{n,m} k_{S_{i}^{*} \approx >T_{j}} \right), \end{split}$$
(1)
$$\begin{aligned} \gamma_{ph} &= k_{T_{1} \to S_{0}} \sum_{i=1, j=1}^{n,m} k_{S_{i}^{*} \approx >T_{j}} / \left(k_{S_{1}^{*} \to S_{0}} + k_{S_{1}^{*} \approx >S_{0}} + \sum_{i=1}^{n} k_{S_{1}^{*} \approx >T_{m}} \right) \left(k_{T_{1} \to S_{0}} + k_{T_{1} \approx >S_{0}} + k_{T_{1} \approx T_{j}} \right) \end{aligned}$$

где $k(S^{*}_{1}-S_{0})$ и $k(T_{1}-S_{0})$ - КС ФЛ и ФФ, $\sum_{i=1,j=1}^{n,m} k(S^{*}_{1}\ll T_{1,...,j})$ - полная КС ИКК между всеми типами спин-орбитально взаимодействующих S^{*}_{i} и $T_{(+/-)j}$ ЭВС, $k^{*}(T_{1}-T_{1,...,j})$ -

эффективность многоступенчатой фотоионизации, *k*(S*₁≈>S₀) и *k*(T₁≈>S₀) КС БИП из нижних S*₁ и T₁ ЭВС, ΔЕ(S*₁<≈>T_{1,...,j}) - энергетический интервал между промежуточными S*_i и T_{(+/-)j} ЭВС. За время действия УФ импульса накачки вследствие тысячекратных переходов

 $T_1 \to T_{2,...,j} <\approx >T_1 \to T_{2,...,j}$, (вверх< $\approx >$ вниз по шкале энергии) в триплетных T_j ЭВС формируется механизм внутримолекулярной делокализации энергии возбуждения по атомам при триплет-триплетных электронно-колебательных переходах и, вследствие этого, за время импульса накачки колебательная температура увеличивается до $T \ge 6000$ - 7000 K^{1-2} , т.е. формируются термодинамические условия: воспламенения, горения или взрыва углеводородов.

Энергоэффективность ГОИ day-лазера определена оптимизацией времени предельной длительности переднего фронта импульса накачки с учетом, либо измеренных, либо квантовохимически рассчитанных параметров из спектров поглощения и флюоресценции, а также наведенных накачкой синглет-синглетного (СННССП) и триплет-триплетного поглощения (активные потери) (СННТТП) на частотах накачки и ГОИ (рис 1а,б), а также при поддержании условий самовоспламенения и горения топлив:

$$t_{lp} \leq 2 / \sum_{i} k_{ST} \left\{ \begin{bmatrix} \sigma_{31}^{gen} \left(v^{osc} \right) - \sigma_{3SS}^{reabs} \left(v^{osc} \right) \end{bmatrix} / \sigma_{2TT}^{reabs} \left(v^{osc} \right) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \sigma_{13}^{abs} \left(v^{exit} \right) - \sigma_{3SS}^{reabs} \left(v^{exit} \right) / \sigma_{2TT}^{reabs} \left(v^{exit} \right) \end{bmatrix} \right\},$$
(2)

где сечения: СВИ, $\sigma_{31}^{gen}(v^{osc})$, СННССП, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{osc})$ и СННТТП, $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{osc})$ на длинах волн ГОИ и $\sigma_{31}^{abs}(v^{exit})$, $\sigma_{3SS}^{reabs}(v^{exit})$ и $\sigma_{2TT}^{reabs}(v^{exit})$ СВИ на длине волны накачки.



Рис. 2. Экспериментально измененные пороговые плотности энергии накачки (*E*_{lp}), сечений вынужденного испускания (**σ**₃₁^{мах}) и времени предельной длительности переднего фронта импульса накачки (*t*_{lp}) для "критического" УФ-диапазона длин волн 320-340 нм



Рис. 3. Диапазоны пороговой плотности энергии (*E*_{1p}) и мощности (*P*_{1p}) накачки от длины волны ГОИ в рядах изученных молекул (a) (1) - для различных заместителей (-*COOH и COOCH*₃); (2) и (3) - при замене бензольного цикла на фурановый и тиофеновый или при переходе от би- к бисоксазолам (от *POO*, *FOO* и *TOO* к *OPO*, *OFO* и *OTO*), (6) - для пентациклических молекул, содержащих в качестве центрального либо 1) - бензольный (*OPO*, *OPD*, *DPD*), либо 2) - тиофеновый циклы (*OTO*, *DTO*, *DTD*)

Список литературы

1. A.E.Obukhov, *Laser Physics*, **7**, № 5. 1102 - 1131, (1997).

2. A.E.Obukhov, *Optics Spectroscopy*, **124**, № 5, 662 – 668, (2018).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭНЕРГИИ УРБАХА ВИСМУТАТОВ СТРОНЦИЯ Sr₂Bi₂O₅ И Sr₆Bi₂O₁₁

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

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия *Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, Хабаровск, Россия

В работе приводятся данные о зависимости оптических свойств двух различных висмутатов стронция от температуры. Показано, что температурная зависимость энергии Урбаха для двух висмутатов стронция коренным образом отличается друг от друга.

Висмутаты стронция являются перспективными фотоактивными материалами. На их основе могут быть разработаны фотокатализаторы для очистки воды и воздуха от органических и неорганических поллютантов [1], для производства водорода за счет фотокаталитического разложения воды и т.д. Согласно теоретическим исследованиям [2], наиболее перспективными составами для этого являются висмутаты стронция, в катионной подрешетке которых количество атомов стронция превышает количество атомов висмута. То есть таких висмутатов стронция, которые на фазовой диаграмме [3] расположены в области от 50 до 100 мол.%. Существенным фактором, ограничивающим возможности практического использования висмутатов стронция, является относительно большое значение ширины запрещенной зоны. Так, для висмутата стронция Sr₂Bi₂O₅ ширина запрещенной зоны составляет 3,2 эВ [4]. Такая ширина запрещенной зоны делает невозможной его активацию излучением видимого диапазона. Однако известно, что полупроводниковые фотоактивные материалы могут быть активированы излучения с энергией фотонов меньшей, чем ширина запрещенной зоны. Такое поглощение излучения в несобственное области становится возможным благодаря электрон-фононным взаимодействиям и описывается правилом Урбаха (1).

$$\alpha = \alpha_0 \cdot e^{-\frac{n\nu}{E_U}},\tag{1}$$

где α – коэффициент поглощения, E_U – энергия Урбаха.

В представленной работе сделана попытка оценить температурные зависимости энергии Урбаха для двух перспективных фотоактивных материалов – висмутатов стронция Sr₂Bi₂O₅ и Sr₆Bi₂O₁₁.

Синтез висмутатов стронция Sr₂Bi₂O₅ и Sr₆Bi₂O₁₁ осуществлялся твердофазным методом. В качестве прекурсоров был использован оксид висмута и нитрат стронция. Твердофазный синтез осуществлялся в два этапа: на первом этапе прекурсоры спекались при 645 0 C с течение 2 часов, на втором – 72 часа при 775 0 C.

Для решения сформулированной задачи для каждого из висмутатов стронция были зарегистрированы спектры диффузного отражения в диапазоне температур от 100 К до 573 К (рис. 1, рис. 2). Для регистрации спектров диффузного отражения использовалась приставка к спектрофотометру, позволяющая прецизионно контролировать температуру образца [5].

На практике определение истинного коэффициента поглощения полупроводника является нетривиальной задачей. Поэтому на практике для определения энергии Урбаха вместо а используют функцию Кубелки-Мунка (2).

$$F = \frac{\left(1 - R\right)^2}{2R},\tag{2}$$

где R – коэффициент отражения.

Видно, что в обоих случаях при повышении температуры образца наблюдается смещение края собственного поглощения. Если прологарифмировать выражение (1) и учесть переход от коэффициента поглощения к функции Кубелки-Мунка (2), получим:

$$\ln(F) = \ln(F_0) - \frac{h\nu}{E_U}.$$
(3)

На рис. 3 и рис. 4 представлены результаты расчетов, выполненных по формуле (3).



Рис. 1. Эволюция спектров диффузного отражения висмутата стронция Sr₂Bi₂O₅ при нагреве



Рис. 3. Преобразование Кубелки-Мунка для спектров диффузного отражения висмутата стронция Sr₂Bi₂O₅ при различных температурах







Рис. 2. Эволюция спектров диффузного отражения висмутата стронция Sr₆Bi₂O₁₁ при нагреве



Рис. 4. Преобразование Кубелки-Мунка для спектров диффузного отражения висмутата стронция Sr₆Bi₂O₁₁ при различных температурах



Рис. 6. Температурная зависимость энергии Урбаха висмутата стронция Sr₆Bi₂O₁₁

Из выражения (3) явствует, что энергия E_U может быть найдена, если области вблизи собственного поглощения на рис. 3 и рис. 4 описать линейной функцией. Результаты подобного анализа приведены на рис. 5 и рис. 6.

Несмотря на то, что оба образца относятся к одному классу материалов и имеют схожий состав, они характеризуются принципиально отличными температурными зависимостями энергии Урбаха. Температурная зависимость энергии Урбаха для висмутата стронция Sr₆Bi₂O₁₁ (рис. 6) имеет «канонический» вид: при низких температурах энергия Урбаха не зависит от

температуры, а в области относительно высоких температур – повышается по мере увеличения температуры. Температурная зависимость энергии Урбаха висмутата стронция Sr₂Bi₂O₅ (рис. 5) имеет особенность: в области низких температур повышение температуры сопровождается значительным понижением энергии Урбаха.

Такие отличия в температурной зависимости энергии Урбаха говорят о том, что в двух проанализированных составах висмутата стронция процессы электрон-фононного взаимодействия могут протекать по-разному.

Благодарности

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-73-00007).

Список литературы

1. Д.С. Штарев, Н.Ф. Карпович, А.В. Штарева, А.И. Блох, Е.О. Нащочин, *Вестник ДВО РАН*, **198**, №2, 237-247, (2018).

2. D.S. Shtarev, A.I. Blokh, E.O. Nashchochin, A.V. Shtareva, *Optical and Quantum Electronics*, **50**:228, (2018).

3. B. Hallstedt, L.J. Gaucklerb, Computer Coupling of Phase Diagrams and Thermochemistry, **27**, 177-191, (2003).

4. Y. Obukuro, S. Matsushima, K. Obata, T. Suzuki etc., J. of Alloys and Compounds, 658, 139-146, (2016).

5. V.N. Kuznetsov, N.I. Glazkova, R.V. Mikhaylov, N. Serpone, *Photochem. Photobiol. Sci.*, **15**, 1289-1298, (2016).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОЧАСТИЦ, КРАСИТЕЛЕЙ И КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Камалиева А.Н., Торопов Н.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние плазмонных наночастиц на оптические свойства тонких слоев красителей и квантовых точек. В присутствии наночастиц усилено поглощение и флуоресценция, наблюдаются агрегация молекул красителей и вынужденное излучение, а также сокращение длительности флуоресценции квантовых точек CdSe/ZnS.

Наночастицы благородных металлов обладают уникальными оптическими свойствами, связанными с возбуждением коллективных колебаний электронов проводимости относительно кристаллической решетки – плазмонами. При возбуждении плазмонных колебаний в окрестностях наночастиц возникает поле, усиленное по сравнению с полем падающей волны. При помещении молекул красителя или квантовых точек в ближнее поле металлических наночастиц возможно наблюдение таких явлений как увеличение поглощения молекул красителей и квантовых точек, усиление или тушение их флуоресценции, гигантское комбинационное рассеяние (ГКР) света и другие явления, имеющие прикладное значение в различных областях фотоники.

В данной работе исследуются оптические свойства композитных структур на основе металлических наночастиц в паре с органическими красителями и с коллоидными квантовыми точками.

В качестве материала для создания наночастиц использовалось серебро. Монослои наночастиц серебра были получены методом термического осаждения паров серебра на кварцевые подложки в вакуумной камере. Для создания пленок красителей и квантовых точек в зависимости от требуемой толщины было применено два метода. Первый – это метод выпаривания раствора. Второй метод – центрифугирование, позволяющий получить сравнительно более тонкие слои.

Были исследованы абсорбционные и флуоресцентные свойства тонких пленок молекул красителя кумарина (максимум поглощения – 403 нм), родамина (максимум поглощения – 530 нм) и малахитового зеленого (максимум поглощения – 620 нм) на поверхности серебряных наночастиц, образующих островковую пленку с эквивалентной толщиной 5 нм. Тонкие органические пленки были получены методом центрифугирования из спиртовых растворов красителей. Для сравнения красители наносились также на подложки без серебряных наночастиц. В присутствии наночастиц серебра во всех образцах наблюдалось увеличение поглощения молекулами красителей, а флуоресценция красителей, наоборот, была потушена металлом. При помещении молекул красителя в матрицу из полиметилметакрилата (ПММА) наблюдалось 5-кратное усиление флуоресценции в присутствии наночастиц [1].

Известно, что молекулы родамина в растворе при определенных условиях способны агрегировать, однако при высаживании на поверхность диэлектрических подложек агрегаты родамина ранее не наблюдались. Исследование тонких пленок родамина в зависимости от толщины показало, что при больших толщинах в присутствии наночастиц серебра и золота в спектрах флуоресценции появляется длинноволновая полоса, свидетельствующая об образовании агрегатов [2].

Для исследования генерационных свойств получаемых композитов была выбрана кумариновая тонкая пленка, полученная методом выпаривания. Выбор кумарина обусловлен значительным перекрытием полос поглощения и флуоресценции красителя с плазмонным резонансом серебряных наночастиц. Флуоресценция в слоях кумарина возбуждались третьей гармоникой Nd:YAG лазера. Для кумариновой тонкой пленки на поверхности наночастиц с ПММА наблюдались два основных признака, характерных для вынужденного излучения, а именно: сужение спектра флуоресценции и нелинейная зависимость интенсивности флуоресценции от энергии накачки (с порогом 2 мДж) [3].

Наночастицы благородных металлов широко используются в качестве ГКР-активных сред, однако нестабильность их оптических свойств, обусловленная низкой механической прочностью, неустойчивостью к ряду растворителей, не позволяет их использовать многократно. Для решения данной проблемы, нами было предложено напыление тонкого слоя кремния на поверхность островковой пленки металлических наночастиц. Так, на поверхности наночастиц серебра, покрытых кремнием, наблюдалось 10-кратное усиление флуоресценции, а также 38-кратное усиление комбинационного рассеяния молекул цианинового красителя [4]. Приготовленные таким образом подложки обладают повышенной механической прочностью и стабильными характеристиками, что делает возможным их многократное использование.

Кроме красителей, плазмонные наночастицы способны влиять на оптические свойства квантовых точек. Исследование кинетики затухания слоев квантовых точек CdSe/ZnS, высаженных методом центрифугирования на поверхность подложек с наночастицами серебра, показало, что интенсивность флуоресценции намного выше, чем в аналогичном слое без наночастиц. Поскольку рост интенсивности флуоресценции в присутствии наночастиц сопровождается сокращением ее длительности, зарегистрированный факт естественно связать с ускорением радиационных переходов в поле плазмонных наночастиц, известном как эффект Парселла.

Таким образом, наночастицы серебра влияют на:

- увеличение поглощения, усиление и тушение флуоресценции в тонком слое молекул красителей: кумарина, родамина и малахитового зеленого;
- агрегацию молекул родамина в слое;
- вынужденное излучение молекул кумарина;
- усиление флуоресценции и комбинационного рассеяния молекул цианинового красителя;
- усиление флуоресценции и сокращение времен жизни квантовых точек CdSe/ZnS.

Список литературы

1. Toropov N.A., Kamalieva A.N., Vartanyan T.A., *Int. J. Nanotechnology*. **13**, №8-9, 642-647 (2016).

2. Kamalieva A.N., Toropov N.A., Reznik I.A., Vartanyan T.A., Optical and Quantum Electronics. 48, №12, 562 (2016).

3. Kamalieva A.N., Toropov N.A., Vartanyan T.A., Proc.SPIE. 10672, 1067224 (2018).

4. Kamalieva A.N., Toropov N.A., Bogdanov K.V., Vartanyan T.A., *Optics and spectroscopy*. **124**, №3, 319-322 (2018).

ИНТЕРВАЛЬНЫЙ МЕТОД КАЛИБРОВКИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО СПЕКТРАМ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ КАК КОМПРОМИСС МЕЖДУ КЛАССИЧЕСКИМ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ И МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ РЕГРЕССИИ Ходасевич М.А., Асеев В.А.*, Борисевич Д.А.

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

Применение поиска комбинации движущихся окон в спектрах флуоресценции позволило понизить среднеквадратичную ошибку калибровки температуры интервальным многопараметрическим методом по сравнению с классическим однопараметрическим методом и многопараметрическим методом по широкополосному спектру приблизительно в 6 раз.

Калибровка по спектральным данным с помощью классического спектроскопического подхода использует небольшое количество спектральных отсчетов на отдельных длинах волн или в спектральных интервалах. Достоинством такого подхода является четкий физический смысл калибровочных моделей. В противоположность этому подходу многопараметрический спектральный анализ выявляет скрытую в широкополосных спектрах информацию и представляет в малоразмерном и почти всегда нефизичном базисе только существенные особенности, выделенные из мультиколлинеарных данных. Компромиссный подход [1], когда из широкополосных спектров удаляется часть, приводящая к переопределенности многопараметрических моделей, позволяет уменьшить влияние избыточности спектральных данных на качество калибровки. Целый класс методов оптимизации спектрального диапазона многопараметрических методов объединяется присутствием в названии термина «интервальная» или «оконная» [2-5]. В самой простой реализации интервальных многопараметрических методов весь диапазон измерений делится на заданное количество неперекрывающихся интервалов, по каждому из которых проводится отдельное моделирование [2]. Целевыми функциями при оценке качества моделирования служат среднеквадратичная ошибка предсказания величины параметра в обучающей или проверочной выборках. Спектральные интервалы могут последовательно объединяться с целью достижения минимальной величины целевой функции, а могут по одному изыматься из полного диапазона измерений [3]. Интервал, который может изменять размер и сдвигаться по спектру, принято называть «окном» [4, 5].

Рассмотрим предложенный нами ранее [6] метод выбора спектральных переменных – поиск комбинации движущихся окон – в применении к калибровке температуры по спектрам флуоресценции с помощью двух эффективных регрессионных методов анализа многопараметрических данных – регрессии на главные компоненты (PCR – principal component regression) [7] и проекции на латентные структуры (PLS – projection to latent structures) [8]. В [9] метод PLS использовался для определения температуры по широкополосным спектрам апконверсионной флуоресценции активированной ионами эрбия свинцово-фторидной наностеклокерамики и позволил получить меньшую ошибку предсказания величины температуры по сравнению с широко применяемым методом FIR (fluorescence intensity ratio) по отношению интенсивностей двух полос флуоресценции с температурно связанных уровней энергии активатора [10]. Можно ожидать, что выбор комбинации спектральных окон позволит улучшить точность калибровки многопараметрическими методами по сравнению со случаем обработки широкополосных спектров.

В качестве объекта исследования в данной работе рассмотрено свинцово-фторидное стекло, допированное 0,5% ErF_3 и 10% YbF₃. Образец возбуждался неполяризованным излучением лазерного диода ML-151 («Милон», Россия) мощностью 1 Вт с максимумом спектра около 967 нм. Спектры флуоресценции регистрировались в полосе 190–1150 нм с разрешением около 0,3 нм в температурном диапазоне от 26 до 150 °C с шагом 2 °C. Температура образца изменялась и контролировалась с точностью 0,1 °C с помощью печи PV10 («Coversion Ltd», Англия) и температурного контроллера TS-200 («Thorlabs», США).

Из зарегистрированных спектров были изъяты диапазоны, где флуоресценция отсутствует или ее интенсивность сравнима с уровнем фонового шума (190–396,7 нм; 412,5–503,6 нм; 559,2–1013,2 нм и 1113,2–1150 нм, Рис. 1). Для многопараметрического анализа были использованы 63 спектра, содержащие отсчеты на 653 длинах волн.

Матрица спектров размерами 63 на 653 была центрирована и проанализирована на наличие выбросов с помощью метода главных компонент (PCA – principal component analysis) [7]. На Рис. 2 представлены счета в первую главную компоненту, их фиттирование линейной зависимостьюя и выбросы, обозначенные крестиками. Исключив выбросы из рассмотрения, мы приступили к поиску комбинации движущихся окон в матрице 50×653 спектров флуоресценции с целью минимизации среднеквадратичной ошибки RMSEP (root-mean-square error of prediction) калибровки температуры методом PLS. Ширина окна принята равной 6 спектральным отсчетам, что соответствует минимальной величине RMSEP по всему спектральному диапазону при построении проекции по пяти латентным структурам.







Рис. 2. Зависимость счетов в первую главную компоненту спектров флуоресценции от температуры

На Рис. 3 показана немонотонная зависимость RMSEP от количества учитываемых в модели спектральных окон. Видно, что калибровка по малому количеству отсчетов, как и учет всего спектрального диапазона, неоптимальны с точки зрения точности моделирования. Стрелкой показан случай минимальной ошибки, равной 0,1021 °C. Она соответствует комбинации из 37 спектральных окон или 222 отсчетам из 653. Таким образом, к этапу разделения данных на обучающую и проверочную выборки матрица спектров имеет размеры 50×222.

Существенной особенностью калибровки является необходимость использования обучающей и проверочной выборок. Самым надежным способом уменьшить ошибку предсказания величины параметра при калибровке является использование большой обучающей выборки, охватывающей весь диапазон изменения параметра. В рассматриваемом случае необходимо весь набор спектров флуоресценции разделить на две непересекающиеся выборки. Отбор осуществлялся по величинам счетов в первую главную компоненту, а не по соответствующему значению температуры. Такая особенность рассмотрения позволила целенаправленно применить иерархический кластерный анализ [11] при формировании проверочной выборки спектров. Спектры, счета которых в первую главную компоненту характеризуются минимальным расстоянием от центров 8 кластеров, составили проверочной выборки обеспечивает устойчивость построенных калибровочных моделей [6].

По характерным перегибам зависимостей среднеквадратичной ошибки кросс-валидации калибровки RMSECV (root-mean-square error of cross-validation) и RMSEP от количества главных компонент и латентных структур были выбраны оптимальные параметры для построения регрессии: 4 главные компоненты и 7 латентных структур. На Рис. 4 представлены относительные ошибки калибровки температуры методами PCR и PLS. Видно, что RMSEP не превышает величины 0,2% для PCR и 0,4% для PLS.


Рис. 3. Зависимость среднеквадратичной ошибки калибровки температуры методом проекции на латентные структуры от количества спектральных окон



Рис. 4. Относительная ошибка калибровки температуры методами PCR и PLS в обучающей и проверочной выборках спектров флуоресценции

Таким образом, применение поиска комбинации движущихся окон в спектрах флуоресценции допированного эрбием и иттербием свинцово-фторидного стекла позволило осуществить калибровку температуры многопараметрическими методами с относительной ошибкой, не превышающей величины 0,4% в диапазоне от 26 до 150 °C. Показано, что подход, компромиссный между спектрометрическим и хемометрическим, дает возможность в исследованном случае приблизительно в 6 раз уменьшить среднеквадратичную ошибку калибровки температуры в проверочной выборке по сравнению с применением проекции на латентные структуры по всему измеренному диапазону спектра.

Список литературы

1. T.Mehmood, K.H. Liland, L. Snipen, S. Sæbø, Chem. and Intel. Lab. Sys., 118, 62-69, 2012.

2. L. Norgaard, A. Saudland, J. Wagner, J.P. Nielsen, L. Munck, S.B. Engelsen, *Appl. Spectr.*, **54**, 413-419, 2000.

3. X. Zou, J. Zhao, Y. Li, Vibr. Spectr., 44, 220-227, 2007.

4. J.-H. Jiang, R.J. Berry, H.W. Siesler, Y. Ozaki, Anal. Chem., 74, 3555-3565, 2002.

5. Y.P. Du, Y.Z. Liang, J.H. Jiang, R.J. Berry, Y. Ozaki, Anal. Chim. Acta, 501, 183-191, 2004.

6. М.А. Ходасевич, В.А. Асеев, Опт. и спектр., **124**, 713-717, 2018.

7. K.H. Esbensen, P. Geladi, Compr. Chemom., 2, 211-226, 2009.

8. P. Geladi, B. Kowalski, Analyt. Chim. Acta, 185, 1-17, 1986.

9. В.А. Асеев, Ю.А. Варакса, Е.В. Колобкова, Г.В. Синицын, М.А. Ходасевич, А.С. Ясюкевич, *H-mex. вестник инф. mex., мех. и опт.*, **15**, 457-462, 2015.

10. V. Rai, Appl. Phys. B: Lasers and Optics, 88, 297-303, 2007.

11. R. Cai, Z. Zhang, A. Tung, C. Dai, Z. Hao, Information Sciences, 272, 29-48, 2014.

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО СОСТАВА И ЛОКАЛЬНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ZrO₂-Sc₂O₃-R₂O₃-Eu₂O₃ (R – Y, Yb, Gd, Ce)

Рябочкина П.А., Волкова Т.В., Сахарова Н.А., Борик М.А.*, Ломонова Е.Е.*, Мызина В.А.*, Табачкова Н.Ю.**, Хрущалина С.А.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск, Россия *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

**Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследований особенностей фазового состава, спектрально-люминесцентных свойств твердых растворов ZrO_2 - Sc_2O_3 - R_2O_3 - Eu_2O_3 (R – Y, Yb, Gd, Ce), синтезированных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере.

Уникальные физико-химические свойства твердых растворов на основе диоксида циркония как стабилизированного, так и частично стабилизированного, обеспечивают им широкие практические применения [1]. Однако процесс стабилизации структуры диоксида циркония оксидами элементов третьей и второй групп Периодической системы сопровождается образованием кислородных вакансий в анионной кристаллической подрешетке. Наличие кислородных вакансий существенно влияет на свойства данных материалов.

В работах [2-5] показано, что эффективным методом выявления особенностей локальной структуры кристаллических материалов на основе диоксида циркония является метод оптической спектроскопии с использованием ионов европия в качестве спектроскопического зонда. Однако в качестве объектов в данных работах преимущественно выступали поликристаллы диоксида циркония со стабилизирующим оксидом иттрия, полученные различными методами, включая методы соосаждения гидрооксидов.

В настоящей работе методами рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света выполнены исследования фазового состава монокристаллов $ZrO_2-Sc_2O_3-R_2O_3-Eu_2O_3$ (R – Y, Yb, Gd, Ce), полученных методом направленной кристаллизации расплава с использованием прямого высокочастотного нагрева в холодном контейнере. Методом оптической спектроскопии выявлены особенности локального окружения ионов Eu^{3+} в данных кристаллических структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ_а, № проекта 16-02-00457.

Список литературы

1. Ю.С. Кузьминов, Е.Е. Ломонова, В.В. Осико. Тугоплавкие материалы из холодного тигля. Наука, М., 372 с., (2004).

2. J. Dexpert-Ghys, M. Faucher, P. Caro, Journal of Solid State Chemistry, 54, 179 (1984).

3. H. Yugami, A. Koike, M. Ishigame, Phys. Rev., 44, 9214 (1991).

4. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболь, Л.И. Цымбал, *Оптика и спектроскопия*, **81**, 814 (1996).

5. Ю.К. Воронько, М.А. Зуфаров, А.А. Соболь, С.Н. Ушаков, Л.И. Цымбал, *Неорганические материалы*, **33**, 452 (1997).

VIBRATIONAL SPECTRA OF SPIROINDOLINOMOLECULES Khamchukov Y.D.*, Gladkov L.L.**, Lyubimov A.V.*** *Vitebsk State Academy of Veterinary Medicine, Vitebsk, Belarus **EE Belarus States Academy of Communication , Minsk, Belarus

***ERAS Institute of Chemical Physic named after N.N. Semenov, Moscow, Russia

Characteristic features of reversible photochemical processes in indolinspiromolecules are dynamic properties of the molecular structures which are formed after absorption of quanta of optical radiation by them. Therefore in research of a photochromism data on electronic-vibrations and vibrations interactions are important. For the purpose of development of ideas of processes of change of electronic structure and a nuclear skeleton of molecules with spirobonds, interesting electro-, solvato- and photochromism the vibrational spectra the indolinspiromolecules were carried out. The optimized structure of the steadiest of enanthiomers of the closed and opened forms and its normal vibrations by differents the methods were carried out. IR and Raman spectra of the investigated molecules are registered. The interpretation based on theoretical computational methods of molecular structures and their normal vibrations and representation of the experimental ranges is presented. Features of vibrational spectra are discussed.

ЭЛЕКТРОДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛ В ПОРИСТОМ СТЕКЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ Мирошниченко Г.П., Мешковский И.К.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована математическая модель и получена формула для подвижности органического иона в растворе в присутствии резонансного лазерного возбуждения. Отмечается удовлетворительное согласие расчета с экспериментом по управлению электродиффузией иона родамина 6Ж в этаноле в пористом стекле.

Лазерное излучение, как инструмент управления динамикой молекул, широко используется в экспериментальной практике. Управление трансляционным движением применяется в методах лазерного разделения изотопов [1]. Управление резонансным лазерным излучением подвижностью ионов, диффундирующих через поры мембран, подробно изучено в ряде работ [2, 3]. В данном сообщении обсуждается теоретическая модель, позволяющая рассчитать подвижность иона красителя, растворенного в этаноле, движущегося в микропоре стекла под действием приложенного электростатического поля и резонансного лазерного излучения. Предложена и исследована система уравнений электродиффузии для заселенностей уровней молекулы красителя. Для описания уровней электронной подсистемы использована трехуровневая схема Яблонского, включающая основное и первое возбужденное синглетное состояние и первое триплетное состояние. Параметрами схемы являются сечения возбуждения синглетного перехода, скорости флуоресценции, скорость интеркомбинационной конверсии, скорость фосфоресценции. Сделано предположение, что основной вклад в процесс переноса дает пристеночная электродиффузия. Активационный барьер, определяющий электроподвижность молекулы, взаимодействующей с поверхностью поры, определяется силой притяжения Ван-дер-Ваальса. Подвижность молекул определяется с помощью так называемой фрикционной модели электропереноса [4]. Согласно этой модели, "сила вязкого трения", действующая на ион, окруженный шубой, пропорциональна скорости переноса. Можно предположить, что эффективный "коэффициент трения" иона о стенку в потоке пропорционален силе "нормального давления", которая определяется производной от потенциала взаимодействия молекулы со стенкой. Сделано предположение и дана оценка, что дисперсионные силы в триплетном состоянии молекулы являются силами притяжения. Показано, что возбуждение молекулы в синглетное состояние приводит к накапливанию молекул в триплетном состоянии и к эффективному торможению молекулярного потока в порах. Приведена формула для квазистационарном состоянии, подвижности молекул в хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами. Выдвинуто предположение о возможности эффективного метода хроматографии на основе эффекта торможения в триплетном состоянии для разделения органических соединений.

Работа выполняется при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение №14.587.21.0043 от 03.10.2017 г. RFMEFI58717X0043)

Список литературы

1. И. В. Карлов, А. М. Прохоров, *УФН*, **118**, 583-609, (1976).

- 2. I.K. Meshkovskii, O.V. Klim, Tech. Phys. Lett, 23, 378-379, (1997).
- 3. I. K. Meshkovskii, O. V. Klim, S. N. Dmitriev, Tech. Phys. Lett, 23, 854–855, (1997).
- 4. K. S. Spiegler, Trans. Faraday Soc., 54, 1408-1428, (1958).

КВАЗИКЛАССИКА ПРИ РАСЧЕТЕ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО МАЛЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ

Панкратова Т.Ф.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе изучается нижняя часть дискретного спектра стационарного оператора Шредингера с потенциалом в пространстве размерности 1,2,3 и более. Рассмотрены разные задачи с потенциальными ямами, когда имеются экспоненциально близкие собственные значения. Получены формулы.

Речь идет о стационарном уравнении Шредингера с потенциалом V(x) в пространстве размерности 1,2,3,..., где V(x) – вещественнозначная функция в этом пространстве, имеющая невырожденный минимум в начале координат, где потенциал равен нулю. Положим, что наш потенциал строго больше некоторой положительной константы вне окрестности нуля. Известно [1], что в этом случае ниже данной константы спектр самосопряженнного оператора Шредингера во всем пространстве дискректен. В представленной работе построена квазиклассическая асимптотика (при малых значениях постоянной Планка) нижней части этого спектра.

Собственое число и собственная функция ищутся в виде формальных рядов по степеням малого параметра h (постоянной Планка), причем ряд для собственной функции умножается на экспоненту от отношения некоторой новой неизвестной функции S(x) к параметру h, умноженному на минус единицу. Все коэффициенты при разных степенях h в разложении для собственной функции являются новыми неизвестными функциями, а коэффициенты в разложении для собственного числа – неизвестными числами. Первые определяются из уравнений (аналогичных уравнениям переноса в лучевом методе), которые получаются из уравнения Шредингера после подстановки в него формальных рядов и приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях h, вторые – из условий разрешимости получаемых уравнений. Для функции S(x) получаем уравнение эйконала. Для аналитического потенциала V(x) сформулирована и доказана теорема о фазах, нормальных формах и диффеоморфизмах, из которой следует возможность найти собственное число и собственную функцию с экспоненциально малой погрешностью. Подробное изложение этих результатов опубликовано в [2].

В одномерном пространстве рассматривается неаналитический потенциал, имеющий лишь конечное число ограниченных производных с конечным числом N одинаковых потенциальных ям, N = 2,3, И в этом случае получены формулы для расщепления некоторого конечного числа нижних собственных значений и сформулированы и доказаны нужные теоремы. Результаты опубликованы в [3].

В двумерном пространстве рассмотрен пример с *N* одинаковыми ямами, когда точки минимума потенциала лежат на окружности с центром в начале координат и делят эту окружность на *N* равных частей. «Одинаковость» означает инвариантность относительно поворота на одну *N*-ю от 360 градусов, см [4].

Список литературы

1.Ф.А.Березин, М.А.Шубин, Уравнение Шредингера, М.: 1983.

2. Т.Ф. Панкратова, Докл. АН СССР **276**, №4, 795-799, (1984).

3. T.F. Pankratova, Ann. Inst. Henri Poinkaré, 62, №4, 361-382, (1995).

4. T.F. Pankratova, Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, 9, №2, 212-214, (2018).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЕТОДЕЛИТЕЛЯ НА ПРОИЗВОДСТВО КВАНТОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ

Шмелев Я.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследовано влияние погрешности изготовления светоделителя на вероятность изготовления квантового алгоритма. Представлены значения среднеквадратического отклонения изготовления длины и ширины узла межмодовой перекачки для разных вероятностей успешного изготовления алгоритма Гровера.

Квантовые технологии предлагают широкие возможности для технологий информатики и телекоммуникаций. Реализация квантовых алгоритмов может быть выполнена на разных физических платформах. Одной из популярных платформ является интегральная оптика. В интегральном оптическом чипе основными элементами для изготовления квантовой схемы служат светоделители и фазовращатели [1]. В данной работе проведено исследование модели интегрального светоделителя (Рис. 1) и получена функция его коэффициента пропускания от значения длины и ширины узла межмодовой перекачки (Рис. 2). Для получение данной зависимости использовался свободно распространяющийся пакет oprtiFDTD free, который в своем ядре использует метод конечных разностей для расчета электромагнитного поля в структуре оптического чипа.



Рис. 1. Схематичное изображение светоделителя



Рис. 2. зависимость коэффициента прохождения для длинны и ширины узла межмодовой перекачки

Одним из основных квантовых элементов в алгоритме Гровера является однокубитовый оператор Адамара. Он реализуется при помощи одного светоделителя с коэффициентом прохождения равным 0.5, с точностью до фазового множителя [2].

Используя нормальный закон распределения, моделировалась ошибка изготовления светоделителя. Для этого на графике была выбрана точка при параметрах длины узла межмодовой перекачки 990 и ширины 159 в нанометрах. При таких значениях параметров светоделителя коэффициента прохождения будет равен 0.5. Вокруг этой точки, используя модуль random в python, выбирались случайные коэффициенты прохождения с заданным значением среднего квадратичного отклонения.

Ранее была представлена схема двухкубитовго алгоритма Гровера [3]. Для упрощенной схемы данного алгоритма, необходимо 6 операторов Адамара (Рис. 3). Для каждого светоделителя, реализующего оператор, выбирался случайный коэффициент прохождения с заданным значением среднего квадратичного отклонения. Расчёты показали, что при значениях sigma_x = 100 и sigma_y = 50 нм (где sigma_x и sigma_y это среднеквадратичные отклонения по длине и ширине соответственно) выпали такие коэффициенты отражения, при которых алгоритм Гровера отмечал выбранное состояние с меньшей вероятностью, чем другие. Такое положение дел свидетельствует о неправильной работе алгоритма.



Рис. 3. Упрощенная схема алгоритма Гровера, При включении *II* (в рамке) – отмечается состояние $|^{11}\rangle$, *XI* – $|^{01}\rangle$, *IX* – $|^{10}\rangle$, *XX* – $|^{00}\rangle$

Следующим этапом исследования было написания алгоритма, который перебирает возможные значения среднеквадратического отклонения в заданном интервале и рассчитывает состояние на выходе алгоритма Гровера для каждого из них. Запуская алгоритм некоторое количество раз, можно получить зависимость вероятности изготовления работающего алгоритма Гровера от погрешности изготовления длины и ширины узла межмодовой перекачки (Рис. 4).



Рис. 4. Зависимость вероятности получения работающего алгоритма Гровера для разных значений среднеквадратичного отклонения

Можно сделать вывод о наличии большей зависимости точности изготовления ширины, чем длины узла межмодовой перекачки. Также, на графике видна область, которая является наиболее хорошей для выбора погрешностей изготовления. Например, погрешность изготовления sigma_x = 100, sigma_y = 10 нм, является хорошей для изготовления светоделителя, используемого в алгоритме Гровера.

Список литературы

1. Politi A., Matthews J., Thompson M.J., O'Brien J.L. Integrated Quantum Photonics, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**, 1673 – 1684, (2009).

2. Djordjevic, I.B. On the Photonic Implementation of Universal Quantum Gates, Bell States Preparation Circuit, Quantum Relay and Quantum LDPC Encoders and Decoders, *IEEE Photonics*, **2**, 81-91, (2010).

3. Dodd J.L., Ralph T.C., Milburn G.J. Experimental requirements for Grover's algorithm in optical quantum computation, *Phys. Rev.*, **68**, 042328, 2003.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ АСПЕКТЫ ДИНАМИКИ ФОТОНОВ

Черницкий А.А.

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

Рассмотрена нелинейная модель скалярного поля. Получены её солитонные решения, которые могут быть сопоставлены реальным фотонам. Для спектральной плотности энергии идеального газа таких солитонов в замкнутом объёме получено модифицированное распределение Планка.

Как известно, свет представляет собой поток фотонов. Фотон – элементарная частица, распространяющаяся со скоростью света и обеспечивающая характерное свойство поляризации света в потоке частиц.

Поскольку единичные фотоны рассматриваются как материальные объекты в системах передачи информации, требуется достаточно детальное теоретическое описание их пространственно-временного проведения как отдельных частиц.

Будем исходить из того, что точная пространственно-временная модель фотона возможна. Такое предположение находиться в рамках концепции единого поля. Согласно этой хорошо известной концепции все элементарные частицы и, в частности, фотон представляют собой пространственно-временные конфигурации некоторого единого поля.

Поскольку единое поле удовлетворяет некоторым уравнениям, постольку и модель фотона, как и всех частиц, есть соответствующее решение этих уравнений.

Здесь надо отдельно остановиться на кажущемся противоречии в подходах теорий единого и квантованного полей.

Согласно концепции квантованного поля каждой элементарной частице и, в частности, фотону соответствует некоторый определённый тип квантованного поля. Так фотон описывается, конечно, электромагнитным полем, но квантованным. Электрон – биспинорным полем, и так далее все элементарные частицы описываются своими полями, трансформационные свойства которых определяются свойствами симметрии частиц. При этом, например, биспинорное электронное поле отличается от биспинорного поля мюона, также относящегося к семейству лептонов.

Примирить две указанные концепции возможно. Векторы состояния, которыми оперируют в квантовой теории поля, можно считать своего рода обозначениями для соответствующих решений уравнений единого поля. При этом, однако, пространственно-временная структура собственно решения не конкретизируется.

Предсказания квантовой теории поля имеют вероятностный характер и касаются тех аспектов динамики элементарных частиц, которые следуют из общих свойств симметрии задачи.

Собственно квантовая теория и началась со знаменитой формулы Планка, которая даёт вероятностное распределение спектральной плотности мощности излучения абсолютно чёрного тела.

В настоящем сообщении рассматривается класс точных солитонных решений определённой нелинейной полевой модели, которые могут быть сопоставлены реальным фотонам. Сама же модель может претендовать на статус модели единого поля.

Речь идёт о хорошо известном нелинейном уравнении в частных производных, называемым иногда скалярным уравнением Борна – Инфельда [1]. Такое название связано со сходством данной полевой модели с также хорошо известной моделью нелинейной электродинамики Борна – Инфельда [1, 2].

Электродинамика Борна – Инфельда позиционировалась как кандидат на модель единого поля. Сферически симметричное решение этой нелинейной полевой модели, называемое борновским электроном, обладает конечной полной энергией, имеющей смысл массы при рассмотрении взаимодействия электрона с удалёнными заряженными частицами. При этом сила Лоренца, действующая на электрон, получается естественным образом, как следствие нелинейности модели. Таким образом сразу обосновывается электромагнитное взаимодействие и эквивалентность массы и энергии [1, 2, 3].

В рассматриваемой здесь скалярной нелинейной модели также имеется сферически симметричное решение с конечной полной энергией, которое может быть сопоставлено заряженной частице. Метод, основанный на интегральном законе сохранения энергии-импульса, даёт также силу Лоренца и эквивалентность массы и энергии для взаимодействующих частиц. Тензорный характер возникающего при этом электромагнитного поля обусловлен тензорным характером интегральной силы, фигурирующей в интегральном законе сохранения энергии-импульса. Интегральная сила представляет собой интеграл по части замкнутой трёхмерной гиперповерхности в четырёхмерном пространстве-времени. Боле подробно эти вопросы освещены в статьях [4, 5].

Формулировка модели начинается с интеграла действия [6]

$$A = \int_{V} \sqrt{|M|} (dx)^{4}, \quad M \operatorname{Bdet}(M_{\mu\nu}), \quad M_{\mu\nu} \operatorname{B} \frac{\partial \Phi}{\partial x^{\mu}} \frac{\partial \Phi}{\partial x^{\nu}} , \qquad (1)$$

где Φ – полевая функция, V – пространственно-временной объём, греческие индексы принимают значения {0,1,2,3}, $x^0 = ct$, c – скорость света в вакууме, t – время.

Действие (1) является обобщением действия для минимальной тонкой (двумерной) плёнки в трёхмерном пространстве на четырёхмерное пространство-время. Поэтому поле Ф можно назвать пространственно-временной плёнкой.

В прямоугольной прямолинейной системе координат уравнение модели имеет вид

$$\left(m^{\mu\nu}\left(1+\chi^2\frac{\partial\Phi}{\partial x^{\alpha}}\frac{\partial\Phi}{\partial x_{\alpha}}\right)-\chi^2\frac{\partial\Phi}{\partial x_{\mu}}\frac{\partial\Phi}{\partial x_{\nu}}\right)\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^{\mu}\partial x^{\nu}}=0\quad,$$
(2)

где $m^{\mu\nu}$ – диагональный метрический тензор системы координат с сигнатурой {+, -, -, -} или {-, +, +, +}, $x_{\mu} = m_{\mu\nu} x^{\nu}$, χ – размерная константа модели.

Рассмотрим решение уравнения (2), зависящее от трёх переменных:

$$\Phi = \Phi(\theta, x^1, x^2), \qquad \theta \mathsf{B}\omega x^0 - k x^3, \qquad \omega^2 = k^2.$$
(3)

Эта функция представляет собой волновой пакет, распространяющийся со скоростью света вдоль оси x^3 .

Подстановка (3) в (2) приводит к следующему нелинейному уравнению:

$$\left(1\,\mathrm{m}\chi^{2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x^{2}}\right)^{2}\right)\frac{\partial^{2}\Phi}{\left(\partial x^{1}\right)^{2}}\pm2\chi^{2}\frac{\partial\Phi}{\partial x^{1}}\frac{\partial\Phi}{\partial x^{2}}\frac{\partial^{2}\Phi}{\partial x^{1}\partial x^{2}}+\left(1\,\mathrm{m}\chi^{2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x^{1}}\right)^{2}\right)\frac{\partial^{2}\Phi}{\left(\partial x^{2}\right)^{2}}=0,\qquad(4)$$

где верхний и нижний знаки соответствуют двум возможным сигнатурам метрики.

Как видно, уравнение (4) не содержит производных по фазе θ .

Путём нетривиальной замены координат удалось найти класс точных решений уравнения (4), содержащих две произвольные функции, каждая – одной переменной. Соответствующие подробные выкладки имеются в препринте [7]. Далее кратко изложено последующее содержание этой работы.

Инвариантность уравнения (4) относительно масштабно-поворотного преобразования в плоскости $\{x^1, x^2\}$ и отсутствие в уравнении (4) производных по фазе θ приводят к существованию решений уравнения модели (2) в виде волновых пакетов, сохраняющих свою поперечную (в плоскости $\{x^1, x^2\}$) и продольную (по фазе θ) формы. Таким образом мы имеем уединённую волну, сохраняющую свою форму и размер, или солитон. Согласно (3) этот солитон движется со скоростью света.

Рассмотрен подкласс таких светоподобных солитонов, волновые фронты которых (точнее, поверхности $\Phi = 0$) представляют собой многозаходную винтовую поверхность. Будем называть их закрученными светоподобными солитонами. Для этих солитонов при определённых предположениях получено важное соотношение пропорциональности их энергии и момента импульса:

$$E = \frac{\omega}{m} J \quad , \tag{5}$$

где E – энергия солитона, J – его момент импульса, m – топологический параметр закрученности (2m – число заходов упомянутой винтовой поверхности).

Далее показано, что закрученный светоподобный солитон со значением параметра закрученности *m* = 1 может представлять собой фотон.

Для этого рассмотрен идеальный газ таких солитонов в замкнутом объёме. Предполагается, что ограничивыющие стенки содержат частицы-солитоны, с которыми взаимодействуют светоподобные солитоны и которые имеют собственный момент импульса равный электронному:

$$J_e = \frac{\mathsf{h}}{2} \ . \tag{6}$$

(7)

(8)

Закон сохранения момента импульса приводит к тому, что в акте поглощения или испускания солитона стенкой вектор момента импульса взаимодействующей с ним частицы стенки меняет направление на противоположное. В результате, учитывая (6), все солитоны внутри объёма должны иметь момент импульса равный фотонному:

 $J_s = h$.

Учитывая (5), (7) и условие m = 1, получаем известное соотношение между частотой и энергией солитона, характерное для фотона:

 $E_s = h\omega$,

Далее стандартными методами статистической физики с учётом соотношения (8) получено распределение Планка для спектральной плотности энергии солитонов в объёме.

Соотношения для солитонов (5) – (8) получены при определённых допущениях. Более точный учёт характерных особенностей солитонного решения приводит к модификации соотношения (8) (и распределения Планка) в области низких частот. Предлагается эксперимент, который может обнаружить соответствующее отклонение у фотонов.

Обсуждаются представление поляризации света в потоке светоподобных закрученных солитонов и эффект передачи им момента импульса поглотителю.

Список литературы

1. A.A. Chernitskii, *Encyclopedia of Nonlinear Science*, ed. A. Scott, 67-69, New York and London: Routledge, 2005.

2. А.А. Черницкий, *Нелинейная* электродинамика: Сингулярные солитоны и их взаимодействия, Санкт-Петербург: СПбГИЭУ, 2012.

3. A.A. Chernitskii, J. High Energy Phys., 1999 (12), 10, (1999).

4. A.A. Chernitskii, International Journal of Modern Physics: Conference Series, 41, 1660119, (2016).

5. A.A. Chernitskii, Journal of Physics: Conference Series, 938 (1), 012029, (2017).

6. A.A. Chernitskii, Journal of Physics: Conference Series, 678 (1), 012016, (2016).

7. A.A. Chernitskii, Lightlike shell solitons of extremal space-time film, Preprint, arXiv:1506.09137 [hep-th].

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ ЛЮМИНОФОРА С ПОВЕРХНОСТНЫМИ ПЛАЗМОНАМИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ НАНОМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ Кислов Д.А., Налбандян В.М., Русинов А.П., Мушин Ф.Ю., Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие взаимодействие возбужденных молекул родамина 6G с поверхностными плазмонами в металлических пленках золота нанометровой толщины.

Ранее сообщалось об экспериментальном обнаружении влияния различных металлических наноструктур, таких как сферические металлические наночастицы, островковые пленки нанометровой толщины и углеродные нанотрубки, на различные молекулярные фотопроцессы: индуктивно-резонансную передачу энергии электронного возбуждения (FRET) в доноракцепторных парах органических молекул [1-3]; поглощение и люминесценцию органических молекул [4, 5]; повышение эффективности фотогенерации носителей заряда в солнечных ячейках Гретцеля [6].

В данной работе проведено экспериментальное исследование угловой зависимости спектра флуоресценции молекул родамина 6G (R6G) в пленке поливинилового спирта (ПВС), нанесенных на золотую подложку нанометровой толщины. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Основным элементом установки является автоматический гониометр разрешением 0.018 градусов. Ha гониометра с угловым столике закреплялась полуцилиндрическая призма из стекла ВК-7 с нанесенными на нее слоями золота (толщина ~ 50 нм) и окрашенного молекулами R6G ПВС (концентрация R6G 3·10⁻⁶ M, толщина пленки ПВС ~ 1 мкм). В качестве источника возбуждения молекул красителя использовался лазерный диод с длиной волны 405 нм.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Ближнее поле флуоресцирующих молекул красителя может возбуждать плазмонные волны на поверхности золотой пленки, вблизи которой эти молекулы расположены. Такое взаимодействие возбужденных молекул с поверхностными плазмонными волнами в металлической пленке может приводить к изменению угловой зависимости спектра флуоресценции.

Результаты эксперимента представлены на рисунках 2 и 3. Из приведенной угловой зависимости спектра флуоресценции образцов без пленки золота на рисунке 2 видно, что излучение от молекул R6G сосредоточено в интервале углов от 40 до 70 градусов с одним явным максимумом на угле 57 градусов.

Добавление в систему пленки золота нанометровой толщины существенно меняет угловое распределение флуоресценции молекул R6G (Рис.3). Появляются два максимума на 39 и 66

градусах соответственно. Интенсивность излучения в первом максимуме значительно выше интенсивности флуоресценции во втором максимуме. При этом излучение в первом максимуме становится узконаправленным (угловой диапазон ~6.5 градусов)



Рис. 2. Угловая зависимость спектра флуоресценции R6G в пленке ПВС без золотой подложки. Пунктиром отмечен угол, при котором наблюдается максимум флуоресценции молекул R6G. Для данных образцов он равен 57 градусов



Рис. 3. Угловая зависимость спектра флуоресценции R6G в пленке ПВС с золотой подложкой. Пунктиром отмечены углы, при которых наблюдаются два максимума флуоресценции молекул R6G. Для данных образцов он равен 39 и 66 градусов

На наш взгляд двулепестковую угловую зависимость флуоресценции молекул R6G вблизи золотой пленки можно объяснить связью спонтанного излучения с поверхностной плазмонной волной, повторно излучаемой через металл, а затем сфокусированной на определенном угле. Для активации описанного процесса необходимо чтобы излучающие молекулярные центры находились на расстоянии порядка 200 нм от пленки металла. Данный процесс, по всей видимости, ответственен за формирование первого более интенсивного и узконаправленного максимума. Второй максимум, по нашему мнению, формируется за счет излучения молекул красителя находящихся на расстоянии от золотой подложки, превышающем критическое расстояние, на котором возможно взаимодействие с плазмонной поверхностной волной.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Госзадания № 3.7758.2017/БЧ

Список литературы

1. M.G. Kucherenko, D.A. Kislov, *The Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*, **354**, 25-32, (2018).

2. Д.А. Кислов, М.Г. Кучеренко, Опт. и спектр., 117, №5, 809-816, (2014).

3. М.Г. Кучеренко, В.Н. Степанов, Н.Ю. Кручинин , *Опт. и спектр.*, **118**, №1, 107-114, (2015).

4. М.Г. Кучеренко, А.П. Русинов, Вестник ОГУ., 188, № 13, 195-202, (2015).

5. А.К. Зейниденов, Н.Х. Ибраев, М.Г. Кучеренко, *Вестник ОГУ*, **170**, № 9, 96-102, (2014).

6. D.A. Kislov, *Physics Procedia*, **73**, 114, (2015).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ СВОЙСТВА РАССЕЯНИЯ В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА Иванова С.В.

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

Свойства спектров комбинационного рассеяния в кристаллах кварца были исследованы в температурной области 20-800°С. По аномалиям на температурных кривых интенсивности комбинационных мод и несмещенной компоненты в максимуме определены температуры трансформации двойников.

Технологически важный кристалл кварца имеет сложную систему фазовых превращений при изменении температуры. При температуре 573°С кварц испытывает структурный фазовый переход из высокотемпературной β -фазы в низкотемпературную α -фазу. Между этими фазами в узком температурном интервале (1.5°) обнаружена несоразмерная фаза [1-3]. Расчет теоретикогруппового анализа колебаний в кристалле кварца был проведен в работе [3]. Из расчетов следует, что оптические колебания в кристалле распределены по следующим классам симметрии: $\Gamma = 4A_1(z) + 4A_2(z) + 8E(x,y)$. Колебания A_1 и Е могут проявляться в спектрах комбинационного рассеяния. В работе [4] пик на температурной кривой несмещенной компоненты наблюдался при температуре α - β перехода. В работе [5] показано, что температурное поведение максимума интенсивности несмещенной компоненты коррелирует с температурным поведением нанодоменных структур в кристаллах барий натриевого ниобата [5].

В настоящей работе проведены исследования рассеяния света кристаллом кварца в низкочастотной области спектра комбинационного рассеяния (0 – 500см⁻¹) при температурах 20 - 800°С. Источником возбуждения служил аргоновый лазер ($\lambda = 514.5$ нм). Образцы размером 5x5x3 мм³ с оптической осью в плоскости кристалла помещались в печь. Для КР света была выбрана геометрия, при которой в спектрах проявлялись одновременно моды A₁ и E. Спектральная ширина щели была выбрана 1,5 см⁻¹ Поляризация падающего излучения была параллельна или перпендикулярна оптической оси кристалла. При исследовании несмещенной компоненты рассеяния ширина щели составляла около 0,6 см⁻¹. Спектры регистрировались спектром ДФС-12. Из анализа спектров в области исследованных в данной работе частот следует, что A1- моде соответствуют колебания с частотами 206, 357 and 466 см-1, E-моде отвечают колебания с частотами 128, 266, 395 и 401 см-1. Температурная зависимость максимума комбинационных мод имеет аномалии вблизи температура 300 и 400°C. Интенсивность несмещенной компоненты увеличивается до температуры 400°C. При этой температуре на графике имеется перегиб с выходом на насыщение. При температуре 573°C наблюдается резкий пик рассеянного света. Этот пик соответствует температуре $\alpha - \beta$ перехода.

На основании полученных результатов и исследованиях в работах [4, 5] можно сделать вывод, что при температуре 400°С происходит перестройка доменной структуры в α-фазе кристалла.

Список литературы

- 1. T.A. Aslanyan, , A.G. Levanyuk, Solid State Commun., 31, 547 -550, (1979).
- 2. J.P. Dolino, J.P. Bachheimer, C.M.E. Zeyen, Solide State Commun., 45, 295, (1983).
- 3. J.F. Scot, S.P. Porto, Phys. Rev., 161, 903-910, (1967).
- 4. S.V. Ivanova, Journal of Molecular structure, 294, 183-186, (1993).
- 5. S.V. Ivanova, AASCIT Journal of Nanoscience, 4, 39-42 (2015).

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ СВЧ РАЗРЯДЕ В АРГОНЕ, ПОДДЕРЖИВАЕМОМ ГИРОТРОНОМ Мурзанев А.А., Водопьянов А.В., Ромашкин А.В., Синцов С.В., Степанов А.Н.

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия

Интерферометрическая диагностика применена для контроля параметров разогретого газа при исследовании неравновесной плазмы СВЧ разряда, поддерживаемой непрерывным излучением гиротрона на частоте 24 ГГц.

Мощные источники СВЧ излучения для создания разряда в газах используются довольно давно [1]. Реализация непрерывного неравновесного СВЧ разряда при атмосферном давлении особенно важна для различных плазмохимических приложений. В таком разряде за счет повышенной электронной температуры становится возможным как ускорение протекания химических реакций, так и протекание новых, не реализуемых при других условиях, за счет процессов диссоциации и возбуждения молекул электронным ударом. Применение мощного СВЧ излучения гиротронов для создания неравновесной плазмы атмосферного давления позволяет реализовать процессы разложения высокостабильных молекул, например, летучих фторидов и галогенидов, что имеет широкий спектр практических приложений. Контроль состояния плазмы в таком разряде порой может быть осуществлен методами оптической диагностики.

В данной работе проведено исследование неравновесной плазмы СВЧ разряда, поддерживаемой непрерывным излучением технологического гиротрона на частоте 24 ГГц мощностью до 5 кВт. Разряд реализован путем фокусировки параболическим зеркалом микроволнового излучения на натекающем потоке аргона из металлической трубки диаметром 4 мм, ориентированной вдоль распространения СВЧ пучка. Скорость истечения газа варьировалась от 30 до 100 м/с, давление атмосферное. Значение напряженности электрического поля в перетяжке достигало значения 1,8 кВ/см, плотность мощности при этом достигала 7 кВт/см². Для инициации разряда применялся искровой разряд. В качестве плазмообразующего газа был использован аргон (Ar), выбранный из-за низкого значения пробойного поля при атмосферном давлении. Газ подавался в разрядную камеру через сопло круглого сечения диаметром 4 мм. Расход газа доходил до 15 л/мин.

Для оценки параметров плазмы исследуемого СВЧ разряда с помощью спектрометра LR1 (ASEQ instruments) были получены эмиссионные спектры из области протекания разряда. По относительной интенсивности эмиссионных линий аргона в рамках корональной модели была определена температура электронов [2]. В зависимости от мощности нагрева и потока плазмообразующего газа, температура электронов принимала значения от 0,3 до 1,5 эВ.

контроля плотности газа в области протекания разряда использовался Для интерференционный метод. В качестве источника излучения, просвечивающего исследуемую область, использовался непрерывный полупроводниковый лазер с длиной волны 532 нм, 10 мВт. который дополнительно ослаблялся с помощью нейтральных мощностью светофильтров. Изображение разряда, с помощью линзы переносилось на камеру (SDU-205, Спецтелетехника). Между линзой и камерой был установлен интерферометр Майкельсона. Интерферограмма, полученная в эксперименте, представлена на Рис. 1. В силу использования однолинзовой системы переноса изображения, фазовые фронты предметной и опорной волн в плоскости изображения были сферическими, что приводит формированию интерференционной картины с искривлёнными полосами. Изменение фазовой картины за счет разряда хорошо видно в области его инициации (около нижнего края сопла).



Рис. 1. Интерферограмма разряда

Обработка интерферограмм осуществлялась с помощью программного пакета IDEA 1.7. На рисунках 2 и 3 приведены картины фазового набега на струе разогретого аргона, полученные в результате обработки интереферограмм. Чувствительность интерферометрических измерений не позволяла контролировать смешивание аргона и воздуха в силу очень малой разницы показателей преломления этих газов (~10⁻⁵). Видно, что структура разряда в области инициации (возле сопла, через которое истекает газ) сильно зависит от мощности СВЧ излучения, поддерживающего разряд. Так же следует отметить, что истечение нагретого газа не является ламинарным, а сопровождается возникновением неоднородностей, которые, по видимому, формируются из-за взаимодействия нагретого потока с окружающим холодным газом. Оценки, проведенные на основе полученных данных, приводят нас к заключению, что газ разогревается сильнее, чем на тысячу градусов. Оценка же более высоких значений температуры на основе изменения плотности становится невозможной.



Рис. 2. Фазовая картина разряда при плотности мощности СВЧ излучения 0,9 кВт/см²



Рис. 3. Фазовая картина разряда при плотности мощности СВЧ излучения 2 кВт/см²

Таким образом, нами был исследован СВЧ разряд в аргоне при истечении в воздух, на основе интерферометрических измерений проведена оценка температуры газа в разряде.

Список литературы 1. Ю.П. Райзер, Физика газового разряда: Учебное пособие, М.: Наука, 1987 2. L.M. Isola, B.J. G´omez, V. Guerra, J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 015202 (2010).

КОНТРОЛИРУЕМОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, СВЯЗАННЫХ С ФОНОННЫМ И ФЕРМИОННЫМ РЕЗЕРВУАРАМИ

Гайнутдинов Р. Х., Ширделхавар А., Мутыгуллина А. А., Хамадеев* М. А.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия *Академия наук Республики Татарстан, Казань, Россия

В данной работе была рассчитана собственно-энергетическая функция для экситона, находящегося в контакте с бозонным и фермионным резервуарами. Используя данную функцию, были рассчитаны спектры квантовой точки.

Технологии квантовой информации нуждаются в усовершенствованных источниках света, в которых число фотонов может быть тщательно контролируемым. Одиночные фотоны могут генерироваться посредством лазерного возбуждения [1]. Однако с точки зрения практических приложений электрическое возбуждение является более предпочтительным. Показано, что электролюминесценция от отдельных квантовых точек (КТ) в пределах внутренней области p-in перехода являются электрически управляемыми однофотонными источниками [2]. Однако нужно иметь в виду, что КТ, играющая роль однофотонного источника, взаимодействует не только с фононами, но и с электронными резервуарами. Дополнительное взаимодействие с фермионным резервуаром может значительно влиять на собственно-энергетическую функцию полупроводниковых квантовых точек и, как было показано в [3], на их излучение. В данной работе мы показали, что полная собственно-энергетическая функция зависит от вероятности тунеллирования Γ , в свою очередь, она зависит от температуры, высоты и ширины барьера, от энергетических уровней точки и химического потенциала проводника. При фиксированной толщине барьера между КТ и проводником Γ может быть настроена путем изменения напряжения на затворе. Это означает возможность контроля спектра излучения КТ.

Список литературы

1. For a review of early work, see D. F. Walls, G. J. Milburn, *Quantum Optics* (Springer, Berlin, 1984).

2. Yuan, Zhiliang, Beata E. Kardynal, R. Mark Stevenson, Andrew J. Shields, Charlene J. Lobo, Ken Cooper, Neil S. Beattie, David A. Ritchie, and Michael Pepper. "Electrically driven single-photon source." *science* 295, №. **5552**,102-105 (2002).

3. G. Tarel and V. Savona Phys. Rev. B 81, 075305 (2010).

НЕПЕРТУРБАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ «КВАНТОВАЯ ТОЧКА В ПОЛОСТИ», СВЯЗАННАЯ С РЕЗЕРВУАРОМ АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ

Гайнутдинов Р.Х., Блюм Д.Г., Мутыгуллина А.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В данной работе поднимается вопрос создания эффективного однофотонного источника для линейных квантовых вычислений. Для квантовой точки, связанной с бозонным резервуаром, находится непертурбативное решения.

Полупроводниковые квантовые точки обладают уникальными оптоэлектрическими свойствами [1], которые делают их привлекательными кандидатами для многих приложений. К примеру для однофотонных источников [2-4], квантовых повторителей [4-9], и в качестве составных вычисляющих блоков квантового компьютера [10-12]. Однако, квантовые точки обычно встроены в окружающую их твердую среду. Такое взаимодействие в общем случае является очень сильным и приводит к дефазировке, которая представляет серьезную проблему для практической реализации квантового компьютера.

Однако, сильное взаимодействие квантовой точки также проявляет себя и в квантовых флуктуациях. Они являются обратимыми, и степени свободы резервуара в таком случае проявляют себя в промежуточных виртуальных состояниях. После каждого акта флуктуации система возвращается в начальное состояние.

Квантовые флуктуации описываются собственно-энергетической функцией. Реальная часть этой функции определяет собственно-энергетическую функцию состояний квантовой точки, известное как поляронный сдвиг. И, что более важно, зависимость от энергии таких функций существенно влияет на спектр излучения сильно связанной нашей системы. Эта зависимость от энергии — показатель немарковости характера динамики квантовой точки связанной с резервуаром. Другими словами в таком случае нелокальность во времени эффективного взаимодействия в системе проявляет себя явно (эффективное взаимодействие в системах с уменьшенной размерностью в общем случае нелокально как во времени так и в пространстве)

Несмотря на то что взаимодействия квантовой точки в общем случае является сильным, собственно-энергетическая функция рассчитывается часто во втором порядке теории возмущения. В настоящей работе мы решаем не прибегая к теории возмущения. Мы исследуем влияние непертурбативно и получем поправки для спектра излучения исследуемой системы. Также мы показываем что уже при температурах 10К непертурбативные поправки к собственно-энергетической функции становятся большими настолько, что решать в рамках теории возмущения является неэффективным.

Список литературы

1. Woggon U 1996 Optical Properties of Semiconductors Quantum Dots (Springer, Berlin) p 43

2. Song H-Z, Hadi M, Zheng Y, Shen B, Zhang L, Ren Z, Gao R and Wang Z M 2017 Nanoscale Research Letters 12 **128**

3. Zhang J, Huo Y, Rastelli A, Zopf M, Höfer B, Chen Y, Ding F and Schmidt O G 2015 Nano Letters 15422-427

4. Yuan, Zhiliang, et al. "Electrically driven single-photon source." science **295**.5552 (2002): 102-105.

5. Yadav A, Bai L, Yang Y, Liu J, Kaushik A, Cheng G J, Jiang L, Chi L and Kang Z 2017 Nanoscale 95049-**5054**

6. Wang C, Zhuang J-P, Grillot F and Chan S-C 2016 Optics Express 24 29872-29880

7. Delteil A, Sun Z, Fält S and Imamoğlu A 2017 Phys. Rev. Lett. 118 177401

8. Loss, Daniel, and David P. DiVincenzo. "Quantum computation with quantum dots." Physical Review A 57.1 (1998): 120.

9. Briegel, H-J., et al. "Quantum repeaters: the role of imperfect local operations in quantum communication." Physical Review Letters **81**.26 (1998): 5932.

10. Wei H-R and Deng F-G 2016 Journal of the Optical Society of America B 33 804-809

11. Li T, Yang and G-J Deng F-G 2016 Phys. Rev. A 93 012302

12. Gauger E M, Benjamin S C, Nazir A and Lovett B W 2008 Phys. Rev. B 77 115322

О ПЕРЕДАЧЕ ЗАПУТАННОСТИ КУБИТОВ ПО КВАНТОВОМУ КАНАЛУ В АТМОСФЕРЕ Фалеева М.П., Тимченко Б.А., Попов И.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Мы исследуем передачу светового сигнала через атмосферный квантовый канал. Рассматриваем изменение запутанности в процессе прохождения через атмосферу кубитов, кодируемых модами гауссова пучка. Для оценки степени нарушения запутанности мы сравниваем операторы плотности квантовых состояний до прохождения через атмосферу и после. Излагаем описание работы алгоритма сверхплотного кодирования запутанных пар кубитов, реализуемых через вектора состояний поляризации фотонов в условиях турбулентной атмосферы.

Распределение квантового света через турбулентную атмосферу привлекает большое внимание в связи с недавними экспериментами, которые связаны с исследованием сохранения неклассических свойств света при его передаче через свободное пространство (например, телепортация через атмосферу [1]). В частности, особый интерес представляет передача запутанности через турбулентную атмосферу, поскольку эта проблема имеет важное значение для перспектив квантовой коммуникации.

В работах [2-3] изложен способ проверки сохранения запутанности пар фотонов, распространяющихся через атмосферный канал, по величине нарушения неравенства Белла. Для реализации кубитов авторы используют поляризационную кодировку, выражая основные состояния кубитов через два взаимно ортогональных вектора состояний поляризации. В данной работе более подробно исследуется алгоритм сверхплотного кодирования кубитов в условиях турбулентной атмосферы, описанной в терминах флуктуирующих каналов потерь. В качестве предмета исследования выбраны вероятности постселективного детектирования различных пар битов в зависимости от пересылаемой пары. Кроме турбулентности, учитывается влияние неидеальности детекторов, а именно несовершенство обнаружения фотона, темновые отсчёты и фоновое излучение. Описывается теоретическая модель физической реализации установки, учитывающая атмосферные факторы и анализируются полученные результаты.

Далее используется другой способ реализации кубитов, через моды гауссова пучка (2), которые находятся из параболического уравнения (1).

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$$
(1)

$$\varphi_{mn} = \mathbf{u}_{mn}(x, y, z_{ap}) \exp(-\mathbf{i}kz)$$
(2)

$$\begin{aligned} u_{mn}(x, y, z_{ap}) &= \frac{w_0}{w} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w} \right) \exp \left(-\left(x^2 + y^2\right) \left(\frac{ik}{2R} - \frac{1}{w^2} \right) + i\left(1 + m + n\right) \arctan \frac{z}{z_0} \right) \\ R(z) &= z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right), \\ w^2(z) &= w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right), \end{aligned}$$

H_m(*ξ*) - функции Эрмита-Гаусса. Линейная комбинация двух мод представляет собой суперпозицию состояний, т.е. кубит:

$$\alpha | \varphi_{01} \rangle + \beta | \varphi_{10} \rangle,$$

где $| \varphi_{01} \rangle = | 0 \rangle_{1} = | \varphi^{1} \rangle_{0}, | \varphi_{10} \rangle = | 1 \rangle_{1} = | \varphi^{1} \rangle_{1}.$

Нашей задачей является определение номеров мод, отвечающих наибольшей вероятности сохранения запутанности, т.е. мод, на которых лучше всего передавать фотоны. Для сравнения способностей квантового канала сохранять запутанность предполагается использовать сравнение расстояний от матрицы преобразования кубитов при передаче их через атмосферу, до

подпространства матриц, являющимися тензорными произведениями матриц, описывающих передачу однокубитовых состояний (т.е. до подпространства матриц незапутанных состояний), а также расчет и последующее сравнение матриц плотности кубитов до прохождения через атмосферу и после.

Оператор плотности, соответствующего системе из двух кубитов выглядит следующим образом:

$$\rho_{2} = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{1} \left| \varphi^{1} \right\rangle_{k} \left| \varphi^{2} \right\rangle_{k} \left\langle \varphi^{1} \right|_{k} \left\langle \varphi^{2} \right|_{k} \left(\left(\bigotimes_{i=2}^{\infty} \left\langle \varphi^{i} \right|_{k} \right) \left(\bigotimes_{i=2}^{\infty} \left| \varphi^{i} \right\rangle_{k} \right) \right)^{2}.$$

Одной из главных характеристик преобразования кубитов атмосферным квантовым каналом является коэффициент передачи. Поскольку одним из основных условий задачи является свойство турбулентности атмоферы, то коэффициент передачи является случайной величиной. Описание распространения квантового света через турбулентную атмосферу сводится к определению распределения вероятностей коэффициента передачи. Одним из таких распределений является лог-отрицательное обобщенное распределение Райса, наиболее соответствущее физическим условиям задачи. Тогда оператор плотности светового пучка, прошедшего какое-то расстояние в турбулентной атмосфере вычисляется по такой формуле: угловые скобки означают интегрирование с функцией распределения вероятности коэффициента прохождения.

$$\begin{split} \rho_{out} &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{1} \left(\left\langle \left| T_{1,k} \right|^{2} \left| T_{2,k} \right|^{2} \right\rangle \left| \varphi^{1} \right\rangle_{k} \left| \varphi^{2} \right\rangle_{k} \left\langle \varphi^{1} \right|_{k} \left\langle \varphi^{2} \right|_{k} + \left\langle \left(1 - \left| T_{1,k} \right|^{2} \right) \left| T_{2,k} \right|^{2} \right\rangle \right\rangle \right. \\ &\times \left| \varphi^{0} \right\rangle_{0} \left| \varphi^{2} \right\rangle_{k} \left\langle \varphi^{0} \right|_{0} \left\langle \varphi^{2} \right|_{k} + \left\langle \left| T_{1,k} \right|^{2} \left(1 - \left| T_{2,k} \right|^{2} \right) \right\rangle \right| \varphi^{1} \right\rangle_{k} \left| \varphi^{0} \right\rangle_{0} \left\langle \varphi^{1} \right|_{k} \left\langle \varphi^{0} \right|_{0} + \\ &+ \left\langle \left(1 - \left| T_{1,k} \right|^{2} \right) \left(1 - \left| T_{2,k} \right|^{2} \right) \right\rangle \left| \varphi^{0} \right\rangle_{0} \left| \varphi^{0} \right\rangle_{0} \left\langle \varphi^{0} \right|_{0} \left\langle \varphi^{0} \right|_{0} \left(\left(\bigotimes_{i=2}^{\infty} \left\langle \varphi^{i} \right|_{k} \right) \left(\bigotimes_{i=2}^{\infty} \left| \varphi^{i} \right\rangle_{k} \right) \right)^{2} \right) \end{split}$$

Работа частично поддержана грантом РНФ 16-11-10330.

Список литературы

1. T. Herbst, T. Scheidl, M. Fink, J. Handsteiner, B. Wittmann, R. Ursin, A. Zeilinger, *PNAS*, **112**, 14202-14205, (2015).

2. D.Yu. Vasylyev, A. A. Semenov, W. Vogel, Phys. Rev. Lett., 108, 220501 (2012).

3. D.Yu. Vasylyev, A. A. Semenov, W. Vogel, Phys. Rev. Lett., 117, 090501 (2016).

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ КОНЕЧНОЙ АПЕРТУРЫ ФОТОПРИЕМНИКА В УСТРОЙСТВАХ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА Москален Л.О.

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

Предложены оценка необходимого числа фотоприемников при детектировании аппаратной функции спектрального прибора и способ оценки влияния конечной апертуры фотодетектора на получаемые отсчеты аппаратной функции.

Одной из основных характеристик спектрального прибора является его аппаратная акустооптических анализаторов спектра функция. Для она описывается функцией $A(\sin(\alpha x)/\alpha x)^2$ [1], где A, α – константы, x – координата плоскости пространственных частот анализатора. Аналогичным выражением описывается и аппаратная функция дифракционных анализаторов спектра [2]. Отсчеты аппаратной функции для последующей цифровой обработки должны браться в соответствии с теоремой Котельникова [3]. Для рассматриваемого вида аппаратной функции спектральное представление является финитной функцией и интервал дискретизации должен быть не более $1/4\alpha$ вдоль координаты *x*. Применяемый в цифровой обработке сигналов подход учета формы дискретизирующих импульсов [3] не соответствует физическим основам фотодетектированиям световых полей. В модели точечного фотодетектора (ФД), применяемой для анализа световых полей [4], апертура считается бесконечно малой, а чувствительность – бесконечно высокой. Предлагаемая в [4] модель учета конечной апертуры как совокупности некоторого числа точечных фотодетекторов не устраняет предположение о бесконечно высокой чувствительности.

Применение подхода, предложенного в [5], позволяет учесть влияние конечной апертуры Φ Д. Анализ влияния конечных размеров апертуры базируется на разложении поля в области пространственных частот в ряд Тейлора в окрестности точки расположения центра Φ Д. Первый член разложения является константой, и его Фурье-образ соответствует δ -функции, соответствующей идеальному Φ Д и соответственно "идеальному" отсчету для аппаратной функции. Остальные члены разложения устанавливают отличие реального Φ Д от идеального и определяют искажения, вносимые конечными размерами Φ Д в реальный отсчет. Для численной оценки можно ограничиваться несколькими первыми членами разложения.

Список литературы

1. Под ред. В. Н. Ушакова, Оптические устройства в радиотехнике: Учеб. пособие для вузов, М.: Радиотехника, (2009).

2. V.I. Kazakov, A.S. Kuryleva, D.O. Moskaletz, O.D. Moskaletz, *Instantaneous spectra in spectral and correlation processing of dynamic signal devices of radio and optical ranges and their linear and nonlinear transformations*, Proc. SPIE, **10680**, 1068025-1–1068025-19, (2018).

3. А.Б. Сергиенко, Цифровая обработка сигналов, СПб., Питер, (2002).

4. С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., Наука, (1981).

5. Д.О. Москалец, О.Д. Москалец, Учет влияния конечной апертуры фотодетектора в устройствах обработки оптических сигналов. Сборник докладов 23-й международной конференции, **1**, 220-226, СПб., Издательство политехнического Университета, (2013).

СОХРАНЕНИЕ КВАДРАТУРНО-СЖАТОГО СВЕТА НА ТЕПЛОВОМ АТОМНОМ АНСАМБЛЕ Зинатуллин Э.Р., Тихонов К.С., Голубева Т.Ю., Голубев Ю.М.

Санкт-Петербургский государственный университет,

Санкт-Петербург, Россия

Мы рассмотрели сохранение импульса квадратурно-сжатого света внутри ячейки многомодовой быстрой резонансной квантовой памяти, основанной на тепловом ансамбле атомов с Лямбда-конфигурацией энергетических уровней.

Квантовая память является неотьемлемым элементом многих разрабатываемых информационных и телекоммуникационных приложений. Например, она может использоваться при создании детерминированных источников одиночных фотонов, квантовых повторителей, а также выступать в роли элемента квантовых вычислительных логических цепей.

В нашей работе мы рассмотрели протокол многомодовой быстрой квантовой памяти, основанный на резонансном взаимодействии коротких импульсов сигнального и управляющего полей с тепловым атомным ансамблем (Рис. 1).



Рис. 1. Схематическое изображение полного цикла быстрой резонансной квантовой памяти: а) запись, b) хранение, c) считывание, d) схема энергетических уровней атома с действующими сигнальным *E*_s и управляющим *E*_d полями





Обычно при построении теоретической модели используется приближение холодных атомов, когда все атомы ансамбля, с которыми взаимодействуют световые импульсы, считаются неподвижными или их движением можно пренебречь. Это позволяет существенно упростить математическое описание происходящих физических процессов. Однако на практике получение ансамбля холодных атомов сопряжено со значительными трудностями. Кроме того, такие ансамбли трудно масштабировать, т.е. увеличивать размер ансамбля (оптическую плотность) с целью повышения информационной емкости. В отличие от них тепловые атомные ансамбли гораздо проще в приготовлении, и они легче поддаются масштабированию.

В данной работе мы обобщили модель быстрой резонансной квантовой памяти на случай теплового движения атомов и решили систему уравнений Гейзенберга в рамках этой модели. Мы провели анализ ядра интегрального преобразования полного цикла памяти, связывающего сигнальное поле при записи с восстановленным полем при считывании, на языке мод Шмидта и получили «размытые» ядра полного цикла, учитывающее тепловое движение атомов на этапе хранения. Затем мы изучили способность исследуемого протокола к сохранению широкополосных импульсов света при разных температурах атомного ансамбля. В качестве источника квадратурно-сжатого света мы выбрали субпуассоновский лазер с захватом фазы. Мы оценили, как тепловое движение атомов влияет на корреляционные свойства записанного на ячейку квадратурно-сжатого света (Рис. 2).

ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ВОЛНОВОДНОЙ ОБЛАСТИ НА ПОРОГ ИНВЕРСИИ ЛАЗЕРА НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Карпова А.А., Зегря Г.Г.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия * - ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Исследован процесс Оже-рекомбинации, при котором энергия рекомбинации электрона и дырки, локализованных в квантовых ямах, передается за счет кулоновского взаимодействия электрону в волноводной области. Показано, что скорость и коэффициент процесса немонотонно зависят от ширины квантовой ямы.

В настоящее время волоконно-оптические линии связи считаются наиболее перспективной средой для передачи больших объемов информации на значительные расстояния. Длина волны генерации полупроводниковых лазеров на квантовых ямах InGaAsP/InP – 1.3 – 1.55 мкм – совпадает со вторым, третьим и пятым окнами прозрачности оптоволокна, что делает их актуальной областью исследований современной полупроводниковой оптоэлектроники.

Поскольку обязательным условием лазерной генерации является обеспечение инверсной заселенности энергетических уровней активной среды, то особенный интерес представляет изучение различных явлений, способных оказывать существенное влияние на порог инверсии лазера. Целью данной работы является исследование влияния кулоновского взаимодействия носителей заряда в волноводной области на порог инверсии лазера на квантовых ямах. Речь идет о процессе Оже-рекомбинации, при котором энергия рекомбинации электрона и дырки, локализованных в квантовых ямах, передается за счет кулоновского взаимодействия электрону в барьерной области.

Как показывают теоретические расчеты и экспериментальные результаты, в лазерной структуре InGaAsP/InP электрон за счет теплового возбуждения выбрасывается в волноводную область [1]. В результате происходит перераспределение электронов между квантовой ямой и барьерной областью, определяемое условием квазинейтральности. Известно, что время жизни электронов в квантовой яме зависит от трех процессов: излучательной рекомбинации, безызлучательной Оже-рекомбинации электронов в квантовых ямах, вкантовых ямах [2, 3], и безызлучательной рекомбинации электронов в квантовых ямах, взаимодействующих с электронами в волноводной области. Следовательно, последний процесс безызлучательной рекомбинации также необходимо учитывать при анализе пороговых характеристик лазеров на квантовых ямах.

Для вычисления скорости и коэффициента исследуемого процесса в работе была использована четырехзонная модель Кейна, которая наиболее точно описывает волновые функции и энергетический спектр носителей заряда в узкозонных полупроводниках A^{III}B^V. Расчеты проводились для гетероструктуры In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP.

Показано, что скорость исследуемого процесса Оже-рекомбинации пропорциональна двумерной концентрации электронов в волноводной области и имеет пик при ширине ямы приблизительно 30 Å. Коэффициент Оже-процесса также имеет выраженный максимум при ширине квантовой ямы примерно 30 Å, что объясняется поведением интеграла перекрытия волновых функций локализованных электрона и дырки. Установлено, что коэффициент исследуемой Оже-рекомбинации является слабой функцией температуры.

Список литературы

1. Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, *ФТП*, **35**, № 8, 1001-1008, (2001).

2. G.G. Zegrya, A.S. Polkovnikov, JETP, 86, № 4, 815-832, (1998).

3. Н.А. Гунько, А.С. Полковников, Г.Г. Зегря, *ФТП*, **34**, № 4, 462-466, (2000).

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ АЗОТА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ТИТАНА Попова Е.В., Латышев А. Н., Леонова Л.Ю.

ФГБОУ ВО «Воронежский Государственный университет», Воронеж, Россия

Исследована зависимости оптических свойств тонкопленочных структур на основе TiO₂ определяемые условиями синтеза (термический отжиг, импульсная фотонная обработка) в разных средах.

В настоящее время активно разрабатываются технологичные способы получения тонкопленочных керамик на основе TiO₂, а также приемы их легирования к проводимости р-типа. В частности, решение этих задач открывает возможности разработки технологий получения тонкопленочных гетероструктур для различных устройств фотовольтаики. В результате теоретических и экспериментальных исследований сложились представления относительно структуры собственной полосы поглощения моно- и поликристаллов рутила. Длинноволновый край поглощения относящийся к рутилу формируется за счёт прямых запрещённых переходов Г – Г и непрямых разрешённых переходов Г – М из валентной зоны в зону проводимости [1]. Исследование влияния внедрения атомов азота на энергетический спектр диоксида титана является важной задачей. Такое влияние зависит от концентрации атомов азота в образцах. Малое количество атомов азота приводит к внедрению их в межузлия и появлению вблизи потолка валентной зоны примесных состояний, связанных с их внедрением в решётку диоксида титана. Большая концентрация атомов создаёт возможность замены ими атомов кислорода в решётке, что может существенно изменить всю энергетическую структуру кристалла [2-4]. Вследствие отсутствия на дифрактограммах примесных азотных включений были проведены подробные исследования спектров поглощения плёнок диоксида титана, синтезированных в разных условиях. При этом напылённые слои титана оксидировались в атмосфере чистого кислорода и на воздухе при разных температурах термообработки и при различных параметрах световых импульсов в случае ИФО.

Спектры пропускания в видимой и ближней УФ области измерялись на однолучевом спектрофотометре Ocean Optics 2000. Измерения проводились для спектральной области 200–1030 нм.

Для изучения оптических свойств тонких пленок диоксид титана с выраженной модификацией рутил, исследовались спектры поглощения тонких пленок, полученных методом термического отжига и фотонной обработки. Пленки Ті получали методом электронно-лучевого испарения и конденсации в вакууме 10⁻³ Па в установке с безмасляными средствами откачки, созданной на базе диодных магниторазрядных насосов НМДО-025-1 (НОРД-250) с двухступенчатой криосорбционной системой. Пленки Ті наносились на подложку из фторфлогопита.

На рисунке приведены спектры поглощения плёнок диоксида титана полученных при ТО и ФО на воздухе. Там же приведена кривая для плёнки, синтезированной в атмосфере кислорода методом ТО. Температура ТО-обработки составляла 800°С, мощность светового потока и длительность импульса при ФО 1.4 с. Видно, что кривые для образцов, полученные ТО- и ФО – обработками на воздухе, практически совпадают. Поэтому в дальнейшем будут указываться данные для одного из этих способов получения плёнок. Видно, что эти спектры сдвинуты относительно кривой для синтеза в атмосфере кислорода в длинноволновую сторону на 50 нм (ФО=410нм, ТО (в воздухе)=390 нм, ТО (в кислороде)=360нм). При этом сдвиг наблюдается для всей кривой в целом. О появлении дополнительных полос вблизи края полосы поглощения окончательных выводов сделать нельзя так как, начиная от красной границы полученных кривых и далее в длинноволновую часть спектра, проявляется структура, похожая на интерференцию. Для изучаемых образцов край фундаментального поглощения лежит в области 3–4 эВ. В области спектра с энергией меньше 3 эВ наблюдаются интерференционные максимумы, их можно использовать для определения толщины слоёв, что и было проведено. Толщины оказались равными 44.4 нм (ИФО) и 231.48 нм (ТО в кислороде).



Рисунок. Спектры поглощения плёнок диоксида титана, синтезированных в разных условиях: кривая 1- методом ΦО; кривая 2-синтезированная при ТО в воздухе, при температуре 800°С; кривая 3-синтезированная при ТО в кислороде, при температуре 800 °С

Для определения энергии оптических переходов были построены зависимости $(\alpha hv)^{1/n}$ от энергии квантов, где степень *n* принимала значение, равное 2 и 2/3 для непрямых разрешенных переходов и прямым запрещенным переходам, соответственно. Экстраполяцией линейных участков соответствующих кривых зависимостей до пересечения с осью энергий *hv* были определены значения ширины запрещенной зоны, которые соответственно получились равными 3.1 и 2.6 эВ (*n*=2) и 3.62 и 3.22 эВ (*n*=2/3) при ТО и ИФО, соответственно.

Полученные значения красных границ для рассматриваемых переходов в рутиле, полученном в атмосфере кислорода, хорошо совпадают и не противоречат с данными других авторов [1-6]. Для красных границ рутила, полученного методом ФО на воздухе, наблюдается сдвиг в длинноволнбовую сторону спектра на 86 и 71 нм для непрямых разрешённых и прямых запрещённых переходов. В условия ТО на воздухе квантовый выход был больше в 3 и 6 раза, чем у TiO₂ полученного при ТО в кислороде и при ФО, соответственно.

Список литературы

1. J. Pascual, J. Camassel, H. Mathieu, Phys. Rev. B, 18, №10, 5606-5611, (1978)

2. В.М. Зайнуллина, В.П. Жуков, В.Н. Красильников, М.Ю. Янченко, Л.Ю. Булдакова, Е.В. Поляков.*ФТТ*, **52**, №2, 253-261, (2010)

3. P. Romero-Gomez, S.Hamad, J. C.Gonza, A.Barranco, J. P.Espino, J Cotrino, J. Phys. Chem. C, **114**, 22546–22557, (2010)

4. C. Di Valentin, G. Pacchioni, A. Selloni, S. Livraghi, E. Giamello, J. Phys. Chem. B, 109, №23, 11414-11419, (2005).

5. В.М. Иевлев, С.Б. Кущев, А.Н. Латышев, Л.Ю. Леонова, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Е.В. Попова, А.В. Костюченко, С.А. Солдатенко, *ФТП*, **48**, №7, 875-884, (2014)

6. B. Santara, P.K. Giri, K. Imakita, M. Fujii, J. Phys. Chem. C, 117, 23402-23411, (2013).

РЕЗОНАНСНОЕ НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДВУХ XFEL-ФОТОНОВ МНОГОЭЛЕКТРОННЫМ АТОМОМ

Хоперский А.Н., Надолинский А.М., Конеев Р.В.

Ростовский государственный университет путей сообщения,

Ростов-на-Дону, Россия

В рамках теории возмущений построен нерелятивистский вариант квантовой теории процесса резонансного неупругого рассеяния двух XFEL–фотонов свободным многоэлектронным атомом. Предсказана ярко выраженная *К*α, β–эмиссионная структура спектра рассеяния. Дана оценка величины наблюдаемого дифференциального сечения процесса.

Рентгеновский лазер на свободных электронах (XFEL) реализует возможность исследования фундаментальных процессов *нелинейного* взаимодействия мягкого и жесткого рентгеновского излучения с многоэлектронной системой [1]. К таким процессам, в частности, относится процесс резонансного (Ландсберга–Мандельштама, Рамановского, Комптоновского) неупругого рассеяния двух XFEL–фотонов атомом. Этот эффект недавно обнаружен экспериментально на металлических плёнках Ge [2], Zr [3] и Cu [4]. Мы строим теорию процесса для случая свободного многоэлектронного атома. Основной результат теории – предсказание ярко выраженной $K\alpha,\beta$ –эмиссионной структуры спектра рассеяния – согласуется с результатами эксперимента [2–4].

В качестве объекта исследования взят атом Zn (заряд ядра атома Z = 30, конфигурация и терм основного состояния $[0] = 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 [{}^{1}S_0]$. Исследован процесс (интерферирующий по двум каналам рассеяния):

$$h\omega + h\omega + [0] \rightarrow \left\{ \frac{1s\varepsilon(s,d)}{1sxp \rightarrow 1s\varepsilon(s,d)} \right\} \rightarrow np_j\varepsilon(s,d) + h\omega_c,$$

где n = 2,3, j = 1/2, 3/2 и h ω (h ω_c) – энергия падающего (рассеянного) фотона.



Рисунок. Дифференциальное сечение резонансного неупругого рассеяния двух линейно поляризованных (перпендикулярно плоскости рассеяния, \bot) XFEL–фотонов атомом Zn в области $K\alpha_{1,2}$ –эмиссии. $2h\omega \cong I_{1s}$, $I_{1s} = 9.671$ кэB, $\Gamma_{1s} = 1.67$ эB, $\Gamma_{j} = 0.72$ (j = 1/2),

0.65 (j = 3/2) эВ, константа спин–орбитального расщепления $\delta_{so} = 23.1$ эВ. Спектральные характеристики резонансов дискретного спектра: $\omega_c(K\alpha) = 8.638$ (j = 3/2), 8.616 (j = 1/2) кэВ, $\sigma_{\perp}^{(1)}(K\alpha) = 8.20 \cdot 10^{-63}$ (j = 3/2), 3.68 $\cdot 10^{-63}$ (j = 1/2) (см²·эВ⁻¹)

Результаты расчета дифференциального сечения процесса $[\sigma_{\perp}^{(1)} \equiv d\sigma_{\perp} / d(h\omega_c)]$ в области энергий XFEL-фотона $2h\omega \cong I_{1s}$ (I_{1s} – энергия порога ионизации глубокой 1s –оболочки атома Zn) и образования резонансных $K\alpha$ –эмиссионных структур спектра рассеяния представлены на (Puc.). Символ « \perp » соответствует выбору схемы предполагаемого XFEL–эксперимента: $k, k_c \in P, e, e_c \perp P,$ где $k(k_c)$ – волновой вектор и $e(e_c)$ – вектор поляризации падающего (рассеянного) фотона и P – плоскость рассеяния. Построенная теория, в частности, воспроизводит известный результат нерелятивистской теории Вайсскопфа–Вигнера [5]: $\Gamma(K\alpha,\beta) = \Gamma_{1s} + \Gamma_{np_i}$, где $\Gamma_{1s(np_i)}$ – естественная ширина распада $1s(np_i)$ –вакансии.

При ожидаемом уровне яркости излучения лазера (число фотонов в XFEL–пульсе) $N = 10^{23}$ [6] для «наблюдаемого» дифференциального сечения рассеяния и h ω = 4.860 кэВ, h ω_c = 8,639 кэВ получаем вполне доступное экспериментальному измерению значение $C_N^2 \sigma_{\perp}^{(1)} \cong 6.5$ (Мб·эВ⁻¹), где C_N^2 – биномиальный коэффициент.

Представляет интерес тот результат теории, что, например, для энергии дискретного резонанса $K\beta_1$ -эмиссии в области $2h\omega \cong I_{1s}$ практически выполняется равенство $h\omega_c \cong 2h\omega$ (отличие ~ 1 %). Таким образом, в этой области энергий излучения лазера исследуемый процесс оказывается практически (но не теоретически) аналогом эффекта «слияния» XFEL-фотонов в поле атома [7].

Список литературы

- 1. L. Young et al., J. Phys. B, 51, 022003, (2018).
- 2. K. Tamasaku et al., Nat. Photon., 8, 313, (2014).
- 3. Sh. Ghimire et al., *Phys. Rev. A*, **94**, 043418, (2016).
- 4. J. Szlachetko et al., Sci. Reports, 6, 33292, (2016).
- 5. V. Weisskopf, E. Wigner, Zs. Physik, 63, 54, (1930).
- 6. M. Yabashi, H.Tanaka, *Nat. Photon.*, **11**, 12, (2017).
- 7. A. N. Hopersky et al., J. Phys.B, 50, 065601, (2017).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ТИТАНА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Попова Е.В., Латышев А. Н., Леонова Л.Ю.

ФГБОУ ВО «Воронежский Государственный университет», Воронеж, Россия

Исследована взаимосвязь оптических свойств тонкопленочных структур на основе TiO₂ с их структурой, определяемой условиями синтеза (термический отжиг, импульсная фотонная обработка и высокочастотным магнетронным распылением).

В работе проведены сравнительные исследования влияния условий синтеза тонких плёнок диоксида титана на оптические свойства. Синтез плёнок проводился различными методами. Для одной части образцов сначала методом электронно-лучевого испарения и конденсации на поверхности фторфлогопита при температуре подложки 600 К в условиях вакуума (рабочее давление не выше 10⁻⁴ Па) выращивались эпитаксиальные слои титана толщиной 400 нм. Далее в одном случае методом термического оксидирования (TO) на воздухе в печи резистивного нагрева при температурах 873 К в течение 60 мин. формировались слои TiO₂. В другом случае слои титана подвергались фотонной обработке (ФО). Время обработки около 1.2 секунды. В обоих случаях средняя толщина плёнок составила 0,8 мкм и пленки соответствовали рутильной фазе. Высокочастотным магнетронным распылением титана в среде газовой смеси аргон+воздух и аргон+кислород [1] получали образцы той же толщины смешанного фазового состава анатаз+брукит и брукит+анатаз. Структуру и ориентацию плёнок исследовали методами дифракции электронов и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе ЭМВ-100БР. Измерения фотолюминесценции образцов проводили на автоматическом спектрально-люминесцентном комплексе. Спектры люминесценции в области 400 - 860 нм регистрировались с помощью дифракционного монохроматора МДР-23 (ЛОМО, Россия), к выходной щели которого был подключён фотоэлектронный умножитель R928P (Hamamatsu, Япония), работающий в режиме счёта фотонов. Образец помещался в вакуумный оптический криостат, в котором достигалось давление 10⁻⁴ Па, и охлаждался до температуры 77К. Управление световыми потоками возбуждения и регистрации импульсов ФЭУ осуществляли с помощью компьютера через блок сопряжения. Люминесценцию возбуждали излучением азотного лазера ЛГИ-21 с длиной волны 337 нм.

Структурные исследования показали, что образцы полученные методом ТО, полученные при 873К, представляют собой плёнки рутила, имеющие блочную субструктуру с размером блоков до 150 нм, зерен и субзерен - около 30 нм. При этом образуется фаза рутила. Образцы, полученные методом ФО, состоят из блоков нанокристаллов с размером до 30 нм. При этом ФО даёт образцы более мелкодисперсными по сравнению с образцами полученные методом ТО. Образцы, полученные методом ВЧМР, имели также блочную структуру с размером зерен от 20 до 100 нм. Однако они имели смешанный фазовый состав (анатаз+брукит и брукит+анатаз). Для определения энергии оптических переходов были построены зависимости $(\alpha hv)^{l/n}$ от энергии квантов, где *n* степень принимала значение, равное 2 для непрямых разрешенных переходов согласно литературным данным для рутила, получили значения равные для непрямых разрешенных переходов 2.85 эВ, а для прямых запрешенных переходов 3.4 эВ. Для пленок полученных ВЧМР применяли методику описанную в работе [2] и получили значения равные 2 эВ (*n*=2) и 3.6 эВ (*n*=1/2) – для брукита; 2.9 эВ (*n*=2) и 3.55 эВ (*n*=1/2) – для анатаза. На рис. 1 представлены спектры люминесценции образцов полученных различными методами в диапазоне 400 – 700 нм. Учитывая данные работы [3], можно сказать, что при низких температурах ТО в исследуемых образцах формируются точечные собственные дефекты - Vo, межузельные ионы Ti^{3+} в объёме и приповерхностные межузельные ионы Ti^{4+} в сравнительно низких концентрациях. Синтез с помощью ФО создаёт образцы с повышенным содержанием Vo и межузельных ионов Ti^{3+} в объёме по сравнению с приповерхностными ионами Ti^{4+} .



Рис. 1. Спектры фотолюминесценции тонких пленок TiO₂ синтезированных различными методами в видимой области: 1-TO (P), 2-ФО (P), 3- ВЧМР (А+Б), 4-ВЧМР (Б+А)



Рис. 2. Спектры фотолюминесценции тонких пленок TiO₂ синтезированных различными методами в ИК-области: 1-ТО (Р), 2-ФО (Р), 3- ВЧМР (А+Б), 4-ВЧМР (Б+А)

Для образцов, полученных методом ВЧМР (рисунок 1 кривые 3, 4), характерно смещение в коротковолновую область и уменьшение квантового выхода относительно других методов (рисунок 1, кривые 1,2). Изменение интенсивности и положения максимума полосы люминесценции в ИК-области (рисунок 2), связано с взаимодействием анатаз и бруктиа в разных конфигурациях (кривые 3 и 4). А изменение положения максима полосы люминесценции (кривые 1 и 2) связано с изменением концентрацией дефектов в приповерхностной области нанокристаллов.

Полученные результаты говорят о том, что изменением условий синтеза плёнок диоксида титана можно существенным образом менять относительные концентрации точечных дефектов в объёме и приповерхностных областях микрокристаллов, что может быть использовано для целенаправленного формирования элементов устройств для преобразователей солнечной энергии и фотокатализаторов.

Список литературы

 В.М. Иевлев, С.Б. Кущев, О.В. Овчинников, М.П. Сумец, А.Н. Латышев, М.Н. Безрядин, Л.Ю. Леонова, С.В. Канныкин, А.М. Возгорьков, М.С.Смирнов, ФТП, 48, №2, 265-271, (2014).
 В.М. Иевлев, С.Б. Кущев, А.Н. Латышев, Л.Ю. Леонова, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов,

Е.В. Попова, А.В. Костюченко, С.А. Солдатенко, $Ф T \Pi$, **48**, №7, 875-884, (2014)

3. B. Santara, P.K. Giri, K. Imakita, M. Fujii, J. Phys. Chem. C, 117, 23402-23411, (2013).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЛЕКУЛЯРНОГО МОНОКАРБИДА УРАНА UC НА ОСНОВЕ КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Меняйлова Д.Н., Шундалов М.Б.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В приближении CASSCF(8,10)/XMCQDPT2 с учетом спин-орбитального взаимодействия впервые получены функции потенциальной энергии нижних электронных состояний молекулы UC. Определены спектроскопические постоянные, колебательные энергии, найдены зависимости электрических дипольных моментов перехода и распределение факторов Франка-Кондона для вибронных переходов.

Карбиды урана являются перспективными материалами для использования в качестве альтернативного ядерного топлива благодаря высокой размерной стабильности под облучением, глубоким выгоранием и, следовательно, меньшей токсичностью, высокой по сравнению с оксидным топливом теплопроводностью и плотностью атомов металла и т. д. Из всех соединений урана с углеродом монокарбид урана UC наименее изучен. Квантово-химические расчеты, выполненные в DFT [1–2] и CASPT2 [3] приближениях, предсказали значения равновесных межъядерных расстояний R_e и значения энергий T_e нескольких нижних электронных состояний, а также некоторые молекулярные постоянные молекулы UC. Полного расчета функций потенциальной энергии (ФПЭ) осуществлено не было.

В данной работе представлен расчет функций потенциальной энергии основного и нескольких возбужденных электронных состояний молекулы UC многоопорным методом теории возмущений CASSCF/XMCQDPT2 [4] с учётом спин-орбитального взаимодействия (СОВ). Для атома урана был использован релятивистский Stuttgart ECP80 псевдопотенциал, замещающий 80 внутренних электронов, и соответствующий ему TZ-базис для внешних электронов, для атома углерода – полноэлектронный TZ базисный набор. Для CASSCF расчётов активное пространство составило 8 электронов на 10 орбиталях. Процедура усреднения проводилась для 18 нижних квинтетных состояний. Расчеты проходили поточечно в диапазоне межъядерных расстояний 1.915–8.000 Å. Для учета динамической составляющей энергии корреляции далее выполнялся расчет в многоопорном приближении XMCQDPT2 методом теории возмущений. Учёт СОВ осуществлялся также методом теории возмущений с использованием одноэлектронного оператора Паули – Брейта.



Рис. 1. Рассчитанные в приближении CASSCF(8,10)/XMCQDPT2 + COB нижние электронные термы молекулы UC

Результаты расчётов ФПЭ молекулы UC приведены на Рис. 1. Энергия диссоциации D_e основного состояния ($\Omega = 1$) молекулы UC составила 28156 см⁻¹, равновесное межъядерное состояние $R_e = 2.124$ Å, гармоническая частота $\omega_e = 688.6$ см⁻¹.

Для монокарбида урана отсутствуют экспериментальные значения спектроскопических параметров для основного и возбужденных состояний. В связи с этим для определения точности

расчетов сравнивались рассчитанные значения энергии молекулы в диссоциационных пределах с суммой экспериментальных энергий отдельных атомов. В диссоциационном пределе энергии нижних возбужденных состояний по отношению к основному состоянию в соответствии с данными NIST [5] составляют: 16.4, 43.4 и 620.3 см⁻¹. Соответствующие рассчитанные энергии нижних электронных состояний относительно основного состояния на расстоянии 8.000 Å составили: 21.1, 57.2 и 751.3 см⁻¹.



Рис. 2. Последовательности колебательных уровней для основного (1)1 и возбужденных (2)1, (1)0, (1)2 электронных состояний



Рис. 3. Зависимость электрических дипольных моментов перехода от межъядерного расстояния из основного (1)1 в возбужденные (2)1, (1)0, (1)2 электронные состояния

Ab initio расчеты электронных состояний позволяют получить спектрально-энергетические и динамические характеристики для предсказания ровибронного спектра. Для каждой из ФПЭ рассчитывалась система колебательных уровней. На Рис 2. изображены энергии колебательных уровней для основного и нескольких возбужденных электронных состояний. Также были вычислены факторы Франка – Кондона для вибронных переходов между соответствующими состояниями и величины электрических дипольных моментов перехода как функций межъядерного расстояния (Рис. 3), что позволяет определить вероятности и интенсивности электронно-колебательных и чисто электронных излучательных переходов для моделирования соответствующих спектров.

Список литературы

1. X. Wang, L. Andrews, P.-Å. Malmqvist, B.O. Roos, A.P. Gonçalves, C.C.L. Pereira, J. Marçalo, C. Godart, B. Villeroy, *J. Am. Chem. Soc.*, **132**, 8484 (2010).

2. X. Wang, L. Andrews, D. Ma, L. Gagliardi, A.P. Gonçalves, C.C.L. Pereira, J. Marçalo, C. Godart, B. Villeroy, *J. Chem. Phys.*, **134**, 244313 (2011).

3. P. Pogány, A. Kovács, L. Visscher, R.J.M. Konings, J. Chem. Phys., 145, 244310 (2016).

4. A.A. Granovsky, J. Chem. Phys., 134, 214113 (2011).

5. NIST Atomic Spectra Database.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ФОТОНИКУ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ Ибраев Н.Х., Жумабай Н.Д., Селиверстова Е.В.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Исследована дистанционная зависимость плазмонного эффекта островковых пленок серебра на спектрально-люминесцентные свойства родаминового и оксазинового красителей в твердых пленках. Показано, что плазмон-усиленная флуоресценция красителя может быть получена при расстоянии до островковой пленки серебра, равном 6 нм.

Наночастицы серебра (НЧ) обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными поверхностным плазмонным резонансом, который имеет практическое применение в наноплазмонике и нанофотонике. Молекулы люминофоров, помещенные вблизи поверхности наночастиц металлов, также испытывают действие локальных электромагнитных полей. При этом в зависимости от расстояния между наночастиц и молекулой флуоресценция последних либо усиливается, либо гасится.

В данной работе была исследована дистанционная зависимость плазмонного эффекта островковых пленок серебра (ОПС) на спектрально-люминесцентные свойства твердых пленок родаминового и оксазинового красителей. ОПС были приготовлены термическим вакуумным напылением, на которые наносили пленки амфифильного производного родамина С – гептадецилового эфира родамина С (ГЭРС) или амфифильного Нильского красного – оксазина 41 (O41)с помощью технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). Толщина пленки была равна 5 монослоям красителя. Расстояние между ОПС и ЛБ пленкой ГЭРС изменяли с помощью монослоя жирной кислоты (ЖК), толщина которого составляет около 2,1 нм. Количество слоев жирной кислоты было равно 1, 3, 5 и 7 монослоям.

Были изучены спектрально-люминесцентные и кинетические характеристики ЛБ пленок родаминового красителя. Полученные данные показаны на рисунке 1 и в таблице 1.



Рис. 1. Кинетика флуоресценции ГЭРС при различных расстояниях до ОПС: 1 – чистый краситель; 2 – 0 слоев ЖК, 3 – 3 слоя ЖК





Как видно из рисунка, при непосредственном контакте красителя с наночастицами серебра происходит увеличение интенсивности свечения красителя на 15% по сравнению с его интенсивностью в отсутствие ОПС. При увеличении расстояния между пленками серебра и ГЭРС наблюдается увеличение интенсивности флуоресценции люминофора. Максимальное

увеличение интенсивности – почти на 25%, было зарегистрировано при расстоянии от красителя до ОПС ~ 6 нм, что равно толщине 3х монослоев жирной кислоты (рисунок 2). Дальнейшее увеличение расстояния приводит к уменьшению интенсивности свечения красителя почти до первоначального значения.

Кроме того, с ростом расстояния до пленки серебра наблюдается незначительное изменение полуширины спектра ГЭРС со сдвигом максимума в синюю область спектра (таблица 1). Хотя в спектрах поглощения ЛБ пленок красителя подобного эффекта зарегистрировано не было. Как показали спектрально-кинетические измерения (таблица 1), в присутствии серебра время жизни флуоресценции красителя также уменьшается и повторяет характер изменения интенсивности флуоресценции ГЭРС.

ристолний до опе											
Образец	Количество	$\lambda_{\Pi Max, HM}$	$\Delta\lambda^{\pi}$ 1/2, HM	λ _{ф мах} , нм	$\Delta\lambda^{\Phi}_{1/2}$, HM	I, o.e	τ, нс				
	Слоев ЖК										
ГЭРС	Чистый	552	25	580	37	2,236	1,8				
ОПС+ЖК+ГЭРС	0	552	25	580	36	2,542	1,6				
	1	552	25	580	35	2,513	1,4				
	3	552	25	580	35	2,937	1,0				
	5	552	25	580	35	2,425	1,6				
	7	552	25	580	35	2,24	1,9				

Таблица 1. Спектрально-люминесцентные параметры ЛБ пленок ГЭРС при различном расстоянии до ОПС

Так, максимальное уменьшение значения т (почти в 2 раза или на 80%), было также зарегистрировано при расстоянии от ЛБ пленки родамина до пленки серебра, равном 6 нм.

Хорошо известно, что характер влияния ЛПР на спектрально-люминесцентные свойства органических красителей определяется как природой самого красителя, так и степенью перекрытия спектров люминофоров и плазмонных частиц. В связи с этим было проведено исследование влияния поверхностного плазмонного резонанса островковых пленок серебра на фотофизические процессы оксазинового красителя, спектр флуоресценции которого сдвинут относительно спектра поглощения ОПС в красную область по сравнению с поглощением родамина.

Результаты, полученные при измерении спектрально-люминесцентных параметров ЛБ пленок оксазинового красителя показаны в таблице 2. Из нее видно, что при непосредственном контакте с пленкой ОПС флуоресценция О41 немного тушится. С ростом расстояния между пленками Ag и красителя интенсивность свечения последнего увеличивается и достигает максимума при 3 монослоях ЖК, как и в случае с родаминовым красителем.

Образец	Количество	$\lambda_{\Pi Max, HM}$	$\Delta\lambda^{\Pi}$ 1/2, HM	$\lambda_{\phi \text{ мах}},$ нм	$\Delta\lambda^{\phi}_{1/2}$, HM	I, o.e	τ, нс
	Слоев ЖК						
O41	Чистый	557	50	615	30	0,28	4,3
ОПС+ЖК+О41	0	557	51	616	30	0,262	4,3
	1	557	51	616	30	0,274	4,0
	2	557	51	616	31	0,3	3,2
	3	557	51	616	32	0,333	2,2
	5	557	50	616	30	0,288	3,0

Таблица 2. Спектрально-люминесцентные параметры ЛБ пленок О41 при различном расстоянии до ОПС

Таким образом, наблюдаемые изменения свидетельствуют о том, что при расстоянии ~6 нм между пленками сереьра и красителя происходит усиление интенсивности флуоресценции и уменьшение его времени жизни, что может быть связано с увеличением скорости электронных переходов в молекулах красителя, которые находятся в ближнем поле металлических НЧ с возбужденными плазмонами.

МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Аббоуд М.М., Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлена квантово-механическая теория электрон-фононного взаимодействия в присутствии сильного электрического поля для двухуровневой диссипативной системы, моделирующей полупроводниковую квантовую точку. Развитая теория применяется для описания механизма оптического охлаждения полупроводниковых квантовых точек с использованием квантово-размерного эффекта Штарка. Показано, что процесс глубокого оптического охлаждения может контролироваться импульсным электрическим полем.

Эффект Штарка носит универсальный характер и проявляется при взаимодействии электрических (DC effect) и электромагнитных (AC effect) полей с различными атомными и конденсированными средами. Например, P3 ионы, помещенные в качестве примеси в диэлектрик, имеют структуру штарковски расщепленных кристаллическим полем решетки подуровней, что обуславливает наблюдение антистоксовой компоненты флуоресценции за счет электрон-фононных переходов между этими подуровнями и определяет возможность реализации лазерного охлаждения в системах с P3И. Подобный подход применялся также для полупроводниковых квантовых точек, однако, существенного охлаждения в этом случае достичь не удалось [1]. Глубина охлаждения антистоксовой флуоресценции ограничена шириной энергетического зазора между подуровнями дискретного спектра, которая меняется незначительно по мере охлаждения кристаллической решетки. Взаимодействие резонансного излучения высокой интенсивности с конденсированной средой благодаря динамическому эффекту Штарка создает условия для осуществления контролируемой через параметры излучения перестройки энергетического электронного спектра, и возникновению в измененном спектре резонансных электрон-фононных переходов [2].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие монохроматического света умеренной интенсивности с полупроводниковыми квантовыми точками в условиях квантоворазмерного эффекта Штарка. Предполагается, что одиночные квантовые точки CdSe/ZnS диаметром 5,5 нм находятся в микрометровой полимерной пленке, расположенной между двумя токопроводящими прозрачными электродами, на которые подается импульсный электрический сигнал с длительностью 10-20 нс. Величина кванта света выбрана таким образом, что она немного меньше ширины запрещенной зоны квантовой точки, так что в отсутствии напряжения электрического поля на электродах поглощение света не происходит. Предполагается следующий механизм оптического охлаждения. При подаче электрического импульса ширина запрещенной зоны полупроводниковой квантовой точки уменьшается вследствие квантоворазмерного штарк-эффекта, и свет начинает поглощаться. Длительность электрического импульса сравнима по величине со временем жизни электронов в зоне проводимости, так что люминесценция квантовых точек происходит уже в отсутствие напряжения электрического поля, когда ширина запрещенной зоны увеличивается до невозмущенного электрическим полем значения. Следующий электрический импульс подается после того, как произойдет релаксация оптически индуцированного возбуждения квантовых точек. Таким образом, периодическое воздействие электрических импульсов на систему квантовых точек в полимерной матрице приводит к поглощению света с энергией кванта меньшей ширины запрещенной зоны и спонтанному испусканию света с энергией равной этой ширине, что обуславливает отбор внутренней энергии системы, т.е. ее охлаждение.

Для теоретического описания механизма оптического охлаждения в описанных выше условиях использовалась квантово-механическая модель двухуровневой диссипативной системы. Импульс большой напряженности электрического поля (~100 кВ/см) приводит к изменению как экситонного, так и фононного энергетических спектров рассматриваемой системы, а также к изменению электрон-фононного взаимодействия. Оптическое возбуждение

электронов происходит в измененные электрическим полем состояния, энергия которых меньше энергии состояний в отсутствии электрического поля. Снятие напряжения возвращает систему в невозмущенное состояние. При этом происходит отбор колебательной энергии кристаллической решетки за счет электрон-фононного взаимодействия. В рамках работы получены аналитические выражения для волновых функций и энергий двухуровневой системы взаимодействующей с фононным резервуаром в условиях реализации квантово-размерного эффекта Штарка. Выполнено квантово-механическое описание электрон-фононного взаимодействия для перенормированных электрическим полем состояний. С использованием полученных выражений для волновых функций выполнялись оценки мощности и скорости охлаждения.

1. Y. P. Rakovich, J. F. Donegan, M. I. Vasilevskiy, A. L. Rogach, *Physica Status Solidi A*, **206**, 2497-2509, (2009).

2. A. V. Ivanov, JOSA B, 35, 20-29 (2018).

СВЕРХРАЗРЕШАЮЩАЯ МИКРОСКОПИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ СВЕТА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ ФИШЕРА

Сакович А. А., Михалычев А. Б., Карусейчик И. Л., Могилевцев Д. С.

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

Рассматривается задача о восстановлении функции пропускания света неизвестным объектом по корреляциям фотодетектирования прошедшего через него света. С помощью формализма информации Фишера рассматривается вопрос о достижимом в данной задаче разрешении в зависимости от параметров экспериментальной установки.

В настоящей работе рассматривается задача квантового имаджинга, схематично изображенная на рис. 1. Свет от источника падает на тонкую пластинку с функцией пропускания света $A(\mathbf{p})$, где \mathbf{p} — поперечный вектор в плоскости объекта. С помощью тонкой собирающей линзы формируется действительное изображение пластинки, и в плоскость изображения помещается матрица фотодетекторов. С помощью матрицы фотодетекторов можно измерять пространственные корреляции фотоотсчётов различного порядка, пропорциональные корреляции света в плоскости изображения $G^{(n)}(\mathbf{r}_{j_1},...,\mathbf{r}_{j_n}) = p_{j_1,...,j_n}$, где \mathbf{r} — поперечный вектор в плоскости изображения $d^{(n)}(\mathbf{r}_{j_1},...,\mathbf{r}_{j_n}) = p_{j_1,...,j_n}$, где \mathbf{r} — поперечный вектор в плоскости изображения, а $\{\mathbf{r}_{j_1},...,\mathbf{r}_{j_n}\}$ — положения фотодетекторов в матрице. Ставится задача о реконструкции функции пропускания $A(\mathbf{p})$ по измеренным корреляциям фотоотсчётов $q_{j_1,...,j_n}$, примерно равным теоретическим корреляциям $p_{j_1,...,j_n}$.



Рис. 1. Схема квантового имаджинга

Указанная реконструкция осуществляется с помощью аппроксимации искомого объекта в виде неперекрывающихся пикселей постоянного пропускания, $A(\mathbf{p}) = \sum_{\mu} x_{\mu} f_{\mu}(\mathbf{p})$, где $f_{\mu}(\mathbf{p})$ функция пропускания пикселя с номером μ , равная единице внутри пикселя и нулю вне его, а x_{μ} — искомые пропускания пикселей. Пропускания пикселей x_{μ} определяются путем выполнения минимизации расстояния между теоретически предсказанными корреляциями $p_{j_1,...,j_n}$ как функциями x_{μ} и экспериментальными корреляциями $q_{j_1,...,j_n}$ $\sum_{j_1,...,j_n} (p_{j_1,...,j_n}[\{x_{\mu}\}] - q_{j_1,...,j_n})^2$.

Разрешение, с которым можно восстановить объект, определяется минимальным размером пикселя d, при котором устойчивая минимизация возможна. Этот размер определяется несколькими факторами. Во-первых, областью Фурье спектра объекта, которая вносит вклад в корреляции *n*-го порядка. Можно показать, что корреляции $p_{j_1,...,j_n}$ зависят от Фурье образа объекта $\tilde{A}(\mathbf{q})$ по средством интеграла
$$p_{j_1,...,j_n} = \int \prod_{k=1}^n d^2 \mathbf{q}_k' d^2 \mathbf{q}_k \tilde{A}^*(\mathbf{q}_k') \tilde{A}(\mathbf{q}_k) F(\mathbf{r}_{j_1},...,\mathbf{r}_{j_n};\mathbf{q}_1',...,\mathbf{q}_n';\mathbf{q}_1,...,\mathbf{q}_n),$$

где функция F определяется оптической системой и состоянием света. Для дельта коррелированных пар перепутанных фотонов и для псевдотеплового источника эта функция равна нулю, если хотя бы один из векторов **q** по модулю больше чем $q_{\text{max}} = 2kR / s_o$, где R радиус линзы, s_o — расстояние меду линзой и объектом, а k — волновое число используемого света. Следовательно, Фурье компоненты объекта, соответствующие $|\,{\bf q}\,|\!>\,q_{\rm max}$, не вносят вклад в корреляции. Однако, так как Фурье образ пространственно ограниченного объекта является аналитической функцией, то Фурье компоненты с $|\mathbf{q}| > q_{\text{max}}$ в принципе могут быть реконструированы [1]. Поэтому реальная область Фурье спектра, доступная реконструкции, определяется отношением сигнал/шум, что является вторым фактором, определяющим достижимое разрешение. При отсутствии дополнительной информации об объекте и для реальных отношений сигнал/шум величина $q_{\rm max}$ является хорошей оценкой доступной для реконструкции области Фурье пространства, что соответствует размеру пикселя $d_0 = \pi / q_{\text{max}}$, который, однако, в зависимости от шумов может быть как заниженным, так и завышенным. Наконец, если при реконструкции объекта удается воспользоваться дополнительной, заранее известной информацией об объекте (например, если известно, что объект бинарный, то есть состоит только из областей полного пропускания или поглощения света), то разрешение может оказаться существенно выше, чем d₀. Иными словами, a-priori информация об объекте является третьим фактором, определяющим разрешение.

Более детальный анализ достижимого разрешения можно выполнить, рассмотрев задачу квантового имаджинга как задачу о нахождении параметров распределения совместных фотоотсчётов *n*-го порядка $p_{j_1,...,j_n}$ по его выборке — экспериментальным частотам $q_{j_1,...,j_n}$. Параметрами распределения здесь выступают пропускания пикселей x_{μ} . Если обозначить через g_{μ} оценку пропускания пикселя с номером μ , а среднее значение этой оценки по распределению совместных фотоотсчётов через $h_{\mu} = \langle g_{\mu} \rangle$, то для матрицы ковариаций случайных величин g_{μ} справедливо неравенство [2]

$$\operatorname{cov}(g_{\mu},g_{\nu}) \geq (1/N)JF^{-1}J^{T}, \qquad (1)$$

где

$$F_{\mu,\nu} = \sum_{j_1,\dots,j_n} \frac{1}{p_{j_1,\dots,j_n}} \frac{\partial p_{j_1,\dots,j_n}}{\partial x_{\mu}} \frac{\partial p_{j_1,\dots,j_n}}{\partial x_{\nu}}, --$$

матрица Фишера распределения $p_{j_1,...,j_n}$, N — длина выборки, а $J_{\mu,\nu} = \partial h_{\mu} / \partial x_{\nu}$ — якобиан функций h_{μ} . Следовательно, для полной ошибки реконструкции пропускания пикселей справедлива оценка:

$$\sum_{\mu} (\Delta g_{\mu})^2 \ge (1/N) \operatorname{Tr} \left[J F^{-1} J^T \right],$$
(2)

правая часть которой сводится просто к следу обратной матрицы Фишера в случае несмещённой оценки, когда $h_{\mu} = \langle g_{\mu} \rangle = x_{\mu}$. Поэтому в качестве условия возможности устойчивой реконструкции объекта можно взять величину следа в правой части неравенства (2). Это условие вбирает в себя одновременно и особенности используемой оптической системы и состояний света, и имеющуюся статистику (посредством N в неравенстве (1)), а в некоторых случаях, и заранее известную информацию об объекте (посредством якобиана J), что делает условие универсальным. Более того, из неравенства (1) следует, что в случае диагональ доминантности матрицы Фишера реконструкцию объекта можно выполнять по частям, восстанавливая различные не перекрывающиеся части объекта независимо друг от друга, так как в таком случае ошибки реконструкции далеко отстоящих пикселей не коррелированы между собой.

На рис. 2 представлены зависимости следа обратной матрицы Фишера и фактической ошибки реконструкции (когда реконструируемый объект известен заранее) от размера пикселя d для различных объектов. Из этих рисунков видно, что оценка (2) хорошо согласуется с представлением о доступной для реконструкции области Фурье пространства. При выборе размера пикселя меньшим, чем d_0 , след обратной матрицы Фишера резко возрастает, как и ошибка реконструкции. Однако в отличие от Фурье анализа формализм матрицы Фишера дает количественную оценку того, *каким* должно быть отношение сигнал/шум, чтобы реконструкция деталей объекта меньших, чем d_0 , была возможной. Также этот рисунок показывает близость границы (2) к реальной ошибке.

Анализ матрицы Фишера можно также использовать для оптимизации параметров квантового имаджинга. На рис. 3 представлены зависимости следа обратной матрицы Фишера и фактичекской ошибки реконструкции от длины когерентности используемого псевдотеплового света для фиксированного объекта и различных размеров пикселя. Эти зависимости указывают на наличие оптимальной длины корреляции света, наилучшим образом подходящей для восстановления заданного объекта, какой бы размер пикселя не был выбран. Значение оптимальной длины коррентности хорошо предсказывается матрицей Фишера.



Рис. 2. Зависимость предсказанной (сверху) и фактической (снизу) ошибки реконструкции от размера пикселя *d* (псевдотепловой источник)



Рис. 3. Зависимость предсказанной (сверху) и фактической (снизу) ошибки реконструкции от длины когерентности псевдотеплового источника.

Список литературы

1. M. Kolobov, C. Fabre, Phys. Rev. Lett., 85, 3789 (2000).

2. A. van den Bos, Parameter estimation for scientists and engineers, pp. 63-64 (2007).

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК ГРЕТЦЕЛЯ С ПЛАЗМОННЫМИ НАОНЧАСТИЦАМИ МЕТОДОМ FDTD Кислов Д.А.

кислов д.л. й розунаратрации й унирарантат. Оран

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Представлены результаты расчетов спектральных характеристик электромагнитных полей в фотовольтаической ячейке сенсибилизированной красителем методом конечных разностей во временной области, подтверждающие эффект влияния плазмонных наночастиц на поглощательную способность молекул красителя адсорбированного диоксидом титана.

Одним из механизмов увеличения КПД фотовольтаических ячеек Гретцеля является плазмонный механизм увеличения поглощательной способности молекул красителя, входящих в их структуру. О наблюдении данного экспериментального факта сообщалось, например, в работах [1-3].

В данной работе проведено имитационное моделирование методом конечных разностей во временной области (FDTD) ячеек Гретцеля с плазмонными наночастицами. Для оценки величины эффекта влияния плазмонных наночастиц серебра на сечение поглощения молекул красителя была разработана упрощенная двумерная модель фотовольтаической ячейки, схема счетной области которой приведена на рисунке 1. На объем заполненный сплошной средой из красителя антоцианина падал импульс белого света с плоским фронтом. Диэлектрические свойства антоцианина задавались в рамках модели Друде-Лоренца. После объема с красителем располагался детектор, который измерял спектральный состав проходящего через него электромагнитного поля. На основании полученных данных, вычислялась оптическая плотность среды.

Далее в объем красителя добавлялось разное количество наночастиц серебра радиусом 25 нм (3, 6 и 8 штук) для исследования зависимости плазмонного эффекта от концентрации наночастиц. Диэлектрические свойства металла также были заданы в рамках модели Друде-Лоренца с использованием экспериментально измеренных параметров [4].

На рисунке 2 представленные спектры оптической плотности исследуемых образцов с наночастицами серебра, скорректированные на объем красителя занятый наночастицами серебра. С увеличение количества наночастиц в объеме красителя оптическая плотность исследуемых образцов монотонно увеличивается.



Рис. 1. Схема счетной области упрощенной двумерной модели ячейки Гретцеля





На рисунке 3 представлена схема счетной области для трехмерной модели ячейки Гретцеля. Здесь в виде пористой структуры моделировался слой диоксида титана, поверхность которого покрывает слой красителя толщиной в 1 нм. Пространство в порах диоксида титана заполнено этиленгликолем. Кроме того имеется возможность располагать в объеме пористого диоксида титана наночастицы серебра радиусом 45 нм.



Рис. 3. Схема счетной области трехмерной модели ячейки Гретцеля



Рис. 4. Оптическая плотность ячейки Гретцеля без и с добавлением наночастиц серебра. Расчёты методом FDTD для трехмерной модели

На рисунке 4 представлены спектры оптической плотности образца ячейки Гретцеля без наночастиц серебра и образца так называемой плазмонной ячейки Гретцеля. Как и ожидалось, образец с плазмонными наночстицами в структуре гораздо лучше поглощает свет, что в дальнейшем приводит к увеличению количества сгенерированных носителей заряда и увеличению КПД.

Приведенные результаты расчетов хорошо согласуются не только с экспериментальными результатами ряда авторов [3, 5-7], но и с расчетами, проведенными нами ранее по аналитической модели [8].

Список литературы

- 1. D.A. Kislov, *Physics Procedia*, **73**, 114-120, (2015).
- 2. Siu-Pang Ng et al.// Solar Energy, 99, 115–125, (2014).
- 3. J. Qi et al. // ACS Nano, 5, №9, 7108–7116, (2011).
- 4. A.D. Rakic // Appled Optics, **37**, №2, 5271-5283, (1998).
- 5. A.A. Shah, *Electrochimica Acta*, **195**, 134-142, (2016).
- 6. C. Nahm, et al., Appl. Phys. Lett., 99, 253107 (2011).
- 7. X. Zhang, et al., RSC Adv., 3, 18587-18595, (2013).
- 8. D.A. Kislov, Knowledge_E Energy & Physics, VII Int. Conf. PhIO, 154-164, (2018).

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНА В СИСТЕМЕ КРАСИТЕЛЬ–ТіО₂ Темирбаева Д.А., Ибраев Н.Х.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Исследован фотоиндуцированный перенос электрона в водных растворах красителя акридиновый оранжевый к наночастицам TiO₂. Измерениями интенсивности и времени жизни флуоресценции и замедленной флуоресценции красителя сделана оценка эффективности переноса электрона из синглетного и триплетного состояний красителя на полупроводник.

Одним из новых видов солнечных ячеек, которые в последнее время приобрели большую привлекательность, являются сенсибилизированные красителем солнечные ячейки (DSSC). Значительное число научных исследований DSSC посвящено переносу электрона от синглет– возбужденных состояний органических красителей в зону проводимости полупроводника. В то же время мало работ по изучению роли триплетного состояния молекулы–сенсибилизатора в реакции фотопереноса электрона к полупроводнику. Учитывая большое время жизни триплетного состояния по сравнению с синглетным можно ожидать увеличения вероятности передачи электрона от триплетов на полупроводник.

В данной работе было проведено исследование фотоиндуцированного переноса электрона от электронно–возбужденного состояния молекул красителя–сенсибилизатора в TiO₂.

Концентрация красителя акридинового оранжевого (AO) в этанольных растворах была равна 5*10⁻⁴ моль/л. В раствор добавляли наночастицы (HЧ) диоксида титана (Sigma Aldrich, 25 nm) в таком количестве, чтобы их концентрация составляла 1, 3 и 5 масс.%. Для устранения слипания частиц диоксида титана его водный дисперсный раствор длительное время обрабатывался в ультразвуковой ванне. Размер частиц измерялся методом динамического рассеяния света на анализаторе размера субмикронных частиц Zetasizer Nano ZS (Malvern). Средний размер частиц диоксида титана до обработки был равен 250 нм, а после ультразвуковой обработки 50 нм. Разброс полученных значений по дисперсности частиц минимальный и находится в пределах от 5 до 10 нм.

Для проведения исследований триплетного состояния растворы и пленки дегазировали. Спектры флуоресценции и длительного свечения были измерены на спектрофлуориметре Cary Eclipse (Agilent Technologies) в вакуумируемом оптическом криостате. Времена жизни возбужденного состояния молекул красителя измерялись с помощью импульсного спектрофлуориметра с регистрацией в режиме время–коррелированного счета фотонов (Becker&Hikl, Germany). Возбуждение осуществлялось пикосекундным лазером с длиной волны генерации λ =488 нм и длительностью 80 пс.

На рисунке 1 представлена энергетическая диаграмма электронных уровней красителя АО и TiO₂. Положение LUMO уровней S₁ и T₁ состояний красителя показывают возможность переноса электрона с этих уровней в зону проводимости полупроводника.



Рис. 1. Диаграмма расположения энергетических уровней TiO₂ и AO

При возбуждении длиной волны 490 нм водных растворов красителя наблюдалась флуоресценция с максимумом на 530 нм. При добавлении в раствор НЧ TiO₂ происходит тушение свечения как по интенсивности (рис. 2а), так и по времени жизни (рис. 2б).



Рис. 2. Спектры (а) и кинетика (б) флуоресценции АО в водном растворе при различных концентрациях TiO₂

Измерения в режиме длительной люминесценции показали, что в дегазированных водных растворах АО при комнатной температуре наблюдается замедленная флуоресценция (3Ф) красителя, связанная с интерконверсией молекул из T₁ в S₁ состояние. Добавление в раствор НЧ диоксида титана приводит к тушению 3Ф (табл.).

Концентрация ТіО ₂ , %	$^{\mathrm{b}\Phi}\lambda_{\mathrm{max}},\mathrm{HM}$	I, o.e.	$ au_{6\varphi},$ HC	$^{3\Phi}\lambda_{max}$, HM	I, o.e.	$\tau_{3\varphi}, Mc$
0	532	293	2,7	530	7	2,86
1	532	263	2,3	530	6,5	2,72
3	532	220	2,2	530	5,5	2,35
5	532	175	2,0	530	5	1,98

Таблица. Спектральные и кинетические параметры свечения АО в растворах в присутствии НЧ TiO₂

Таким образом, проведенные исследования показали, что в системе AO–TiO₂ при фотовозбуждении молекул красителя происходит перенос электрона с синглет-возбужденных и триплет-возбужденных электронных уровней в зону проводимости полупроводника. Эффективность переноса электрона в обоих случаях сравнима между собой.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР С УЧАСТИЕМ ТРИПЛЕТНОГО СОСТОЯНИЯ КРАСИТЕЛЯ В ПОЛИМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КОМПОЗИТАХ Ибраев Н.Х.*, Афанасьев Д.А.,*,** Темирбаева Д.А.*

^{*}Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им.

Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан **Институт прикладной математики, Караганда, Казахстан

Были исследованы люминесцентные свойства полимерных полупроводниковых композитов на основе карбозолсодержащих полимеров и молекул красителя родамин 6Ж. Изучено влияние эффекта внешнего тяжелого атома на рекомбинационную люминесценцию полупроводниковых полупроводниковых композитов.

Исследование процесса фотоиндуцированного переноса электрона в органических полупроводниковых материалах вызывает повышенный интерес исследователей. Интерес к данному процессу обусловлен использованием его в ряде таких элементов как сенсорные элементы, фотодетекторы и органические солнечные ячейки. Наиболее эффективно процесс переноса электрона происходит в материалах, содержащих донорные и акцепторные органические молекулы. Одной из модельных систем для изучения переноса заряда являются композитные пленки на основе карбозолсодержащего полимера и молекул красителя родамин 6Ж. В ходе изучения данной системы было обнаружено возникновение фотопроводимости при облучении пленок в полосе поглощения красителя [1, 2]. В ряде работ было предложено два механизма возникновения фотопроводимости, одним из которых являлось образование комплекса с переносом заряда – эксиплекса [2, 3]. Мало изученным вопросом является роль триплетного состояния в процессе генерации электрон-дырочных пар (ЭДП) в композитных полупроводниковых материалах. Основным способом регистрации генерации ЭДП является измерение фототока. В данной работе проводилось измерение спектров и кинетики люминесценции композитных пленок. По влиянию внешнего магнитного поля исследованы особенности генерации и рекомбинации ЭДП в композитных пленках на основе полимеров поли-N-эпоксипропилкарбазола (ПЭПК) и его производного полимера с тяжелыми атомами (ЗВгПЭПК), допированных красителем родамин 6Ж.

Были измерены спектры длительной люминесценции образцов ПЭПК–Р6Ж, ЗВгПЭПК– Р6Ж. Для сравнения так же использованы пленки красителя Р6Ж в поливиниловом спирте (ПВС). Для образцов ПВС–Р6Ж и ЗВгПЭПК–Р6Ж, наряду с полосой свечения с максимумом в интервале 575-600 нм, наблюдалась полоса фосфоресценции красителя с максимумом на длине волны 700 нм. Свечение на 575-600 нм связано с замедленной флуоресценцией (ЗФ) вследствие обратной интеркомбинационной конверсии из T₁ в S₁ состояние. В случае полупроводниковых полимерных пленок, в полосе свечения с макисмумом 575-600 нм может наблюдаться рекомбинационная люминесценция, связанная с аннигиляцией ЭДП.

Измерения кинетики свечения пленок показали, что наибольшее среднее время жизни свечения красителя на 575 нм наблюдается для ПВС. Для пленок ПЭПК–Р6Ж, ЗВгПЭПК–Р6Ж наблюдается уменьшение длительности свечения. Следует отметить, что при 77 К кинетика затухания свечения коротковолновой полосы существенно отличается от экспоненты.

Измерено влияние температуры на интенсивность свечения красителя. С ростом температуры наблюдается увеличение интенсивности свечения красителя в коротковолновой полосе. При этом форма кинетики становится экспоненциальной. Экспоненциальный вид кинетической кривой свечения, характер температурной зависимости и близкие значения времен жизни свечений на 575-600 нм и 700 нм свидетельствует о том, что в коротковолновой полосе свечения с ростом температуры доминирует термоактивационная 3Ф красителя.

Для полученных пленок измерено влияние внешнего магнитного поля на кинетику свечения в микро- и миллисекундном временном диапазоне. Величина магнитного эффекта оценивалась по формуле $g(B) = (I_B - I_0)/I_0$, где I_B и I_0 – интенсивности длительной флуоресценции в поле и без поля соответственно. Измерение влияния внешнего магнитного поля на кинетику свечения красителя показало, что для пленки ПВС–Р6Ж магнитное поле не оказывает

регистрируемого воздействия (H=0–0,47 Тл). Для красителей в полимерах ПЭПК и 3ВгПЭПК наблюдается влияние магнитного поля на кинетику свечения. Во внешнем магнитном поле интенсивность люминесценции уменьшается. Величина магнитно эффекта (g(B)) в образце ПЭПК–Р6Ж при температуре 100 К составила 18 %. С ростом температуры на интервале до 180 К величина магнитного эффекта не меняется. После T=220 К происходит постепенное уменьшение величины g(B). При температуре 300 К величина g(B) составила 8%. Величина g(B) для 3ВгПЭПК–Р6Ж при температуре 100 К составила 3%. Изменение температуры мало влияет на значение g(B) для пленки 3Вг ПЭПК– 6Ж.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в пленках не фотопроводящего ПВС излучательная релаксация возбужденных электронных состояний красителя происходит при участии только внутримолекулярных переходов. Влияние магнитного поля на процессы излучательной релаксации в этих пленках не обнаружено.

Пленки ПЭПК и ЗВгПЭПК с красителем обладают рекомбинационной люминесценцией. Проведенные исследования показали, что наблюдаемые магнитные эффекты на свечении молекул красителя связаны генерацией ЭДП при нахождении красителя в триплетном состоянии. В пленке ПЭПК–Р6Ж величина магнитного эффекта зависит от температуры, вследствие различного квлада рекомбинационной люминесценции и термоактивационной ЗФ в интегральную интенсивность свечения. Магнитный эффект имеет время зависимый характер вследствие конкуренции между синглетным и триплетным каналами образования ЭДП.

Присутствие тяжелого атома в полимерной пленке приводит к уменьшению влияния внешнего магнитного поля на рекомбинационную люминесценцию красителя. Наблюдается различная температурная зависимость величины g(B) в пленках ПЭПК и 3Br ПЭПК.

1. Kadyrov D.I., Rumvam'sev B.M., Sokolik I.A., Frankevich E.L., Polymer Photochemistr, 2, 243–256, (1982).

2. Черкасов Ю.А. Оптика и спектроскопия 1975, 39, 6, 1140-1142, (1975).

3. Кувшинский Н.Г., Давиденко Н.А., Комко В.М. Физика аморфных молекулярных полупроводников. Киев. Лыбидь. 176 с. (1994).

СИСТЕМА КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ С ЧАСТОТНЫМ КОДИРОВАНИЕМ С ПРИМЕНЕНИЕМ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ ФОТОНА

Габдулхаков И.М., Морозов О.Г.

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева – КАИ, Казань, Россия

Технология частотного кодирования в каналах квантового распределения ключей позволяет определить основное состояние фотонов через значение амплитуды его несущей частоты, модулированной по фазе или амплитуде радиочастотным сигналом, и полученных боковых составляющих. В настоящей работе нами представлены результаты построения универсальной системы квантового распределения ключей (КРК), основанной на электрооптической схеме АМФМ-ФМАМ, позволяющей реализовать все вышеперечисленные ранее схемы ФМ-ФМ, АМ-АМ и АМ-ФМ (ФМ-АМ).

За последние двадцать лет технология частотного кодирования была существенно модифицирована и улучшена. При этом в последних работах, используется расширенное понимание принципа частотного кодирования, при котором каждому состоянию фотона ставится в соответствие не фаза модулирующего сигнала на некоторой частоте, а одна или несколько частот боковых составляющих, либо сама несущая частота фотона.

В основе работы АМФК-ФКАМ системы КРК с частотным кодированием (Рис. 1) лежит модуляционное преобразование несущей фотона на основе метода Ильина-Морозова и его однои двухмодуляторных реализаций [1]. Для моделирования схемы и проведения проектных оценок были использованы принципы построения однопортового модуляционного радиофотонного звена последовательного типа, предложенного нами в [2], и фотонного моделирования электрооптических модуляторов [3].



Рис. 1. Моделирование канала квантового распределения ключей КРК с частотным кодированием по схеме амплитудно-фазовой коммутации и фазово-амплитудной рекоммутации (АМФК-ФКАМ)

Применение универсальной схемы позволит использовать несколько уровней криптографической защиты, в том числе с переключением схем и протоколов, с ремодуляцией и пассивным детектированием.

Использование метода Ильина-Морозова для перехода $P(\omega_0 \rightarrow \omega_0 \pm n\Omega)$ где n – номер гармоники, позволит получить:

- высокую эффективность перехода оптической несущей в боковые составляющие (до 0,6-0,8 по амплитуде для каждой из них);

- высокий уровень спектральной чистоты выходного излучения фотона на выходе амплитудно-фазовой коммутации (АМФК) модуля при оптимальных параметрах преобразования (при отклонении параметров от оптимальных до 10% коэффициент нелинейных искажений составит 0,01);

- возможность работы как с целыми компонентами боковых частот ($n \ge 1$), так и дробными (n/2, при $n \ge 1$), что позволит повысить уровень криптографической защиты системы связи в случае обнаружении Евой канала синхронизации и получении ей доступа к данным принятым Бобом;

- возможность формирования ассиметричной системы с полностью пассивной фильтрацией данных, переданных Алисой, на стороне Боба без ремодуляции.

Поясним два последних утверждения. Для этого выберем два базиса для частотного кодирования состояния фотонов при АМФК и поясним порядок их получения и покажем их реализацию с помощью Рис. 1.

(1)



Рис. 2. Спектр сигнала на выходе фазового коммутатора (ФК) на стороне Алисы

Состояние $|+;1\rangle$ представляет собой немодулированный фотон, передаваемый от волконного лазера непрерывной генерации (CW), через открытые модуляторы Маха-Цендера (MZM) Алисы – амплитудный 1АМ и фазовый 2АМ; состояние $|-;1\rangle$ определяется при амплитудной модуляции на стороне Алисы напряжением с частотой Ω в «нулевой» рабочей точке и при отсутствии фазовой коммутации; состояние $|+;2\rangle$ кодируется при работе 1АМ на линейном участке

напряжением с частотой Ω и коэффициентом амплитудной модуляции *m*=0,55 при дальнейшей фазовой коммутацей 0/ π с частотой $\Omega/2$ в 1PM; состояние |-;2 \rangle описывается боковыми составляющими, полученными при параметрах фазовой коммутации с частотой $3\Omega/2$ либо с частотой $\Omega/2$ но при работе 1AM в максимальной точке модуляционной характеристики с аргументом функции Бесселя, равном 2,405. Управление параметрами амплитудной модуляции выполняет генератор специальных функций GRFS 1A, фазовой коммутации – GRFS 1P с соответствующим изменением функций.

Как видно из пояснений к Рис. 1 все четыре состояния фотонов могут быть пассивно выделены с помощью системы фильтров (показаны на стороне Боба), настроенных соответственно на частоты $\omega_0 \rightarrow |+;1\rangle$, $\omega_0 \pm \Omega/2 \rightarrow |+;2\rangle$, $\omega_0 \pm \Omega \rightarrow |-;1\rangle$, $\omega_0 \pm 3\Omega/2 \rightarrow |-;2\rangle$. Таким образом может быть построена ассиметричная система с использованием волоконных брэгговских решеток (ВБР) или упорядоченных волноводных решеток (УВГ) АМФК-ВБР/УВР, где ВБР/УВР – система фильтров, подключенных к однофотонным приемникам (ОФП) (SPD).

Спектр сигнала передаваемого по квантовому каналу показан на Рис. 2 в случае конструктивной ФК.

Список литературы

1. Ильин, Г.И. ЛЧМ-лидар с преобразованием частоты / Г.И. Ильин, О.Г. Морозов, Ю.Е. Польский // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – **Т. 8.** – № 12. – С. 1871-1874.

2. Морозов, О.Г. Оптико-электронные системы измерения мгновенной частоты радиосигналов с амплитудно-фазовым модуляционным преобразованием оптической несущей / О.Г. Морозов, Г.А. Морозов, М.Р. Нургазизов, А.А. Талипов // Прикладная фотоника. – 2014. – № 2. – С. 5-23.

3. Capmany, J. Quantum modelling of electro-optic modulators / J. Capmany, C.R. Fernandez-Pousa // Laser Photonics Rev. 5. $-2011. - N_{2} 6. P. 750-772.$

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА МЕРОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В ВОДНО-СПИРТОВОЙ СРЕДЕ Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х.

Карагандинский государственный университет имени академика Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Показано, что присутствие молекул воды в смеси оказывает влияние на форму спектра поглощения красителя и флуоресценции, приводит к уменьшению интенсивности в 4 раза и к коротковолновому сдвигу максимума спектра.

При растворении в жидкостях органические молекулы окружены сольватной оболочкой из молекул растворителя. Исследованиями переноса энергии триплетными молекулами в водных и спиртовых растворах [1-5] было показано, что сольватная оболочка из молекул воды характеризуется большей прочностью, чем из молекул спирта. В воде хуже обеспечиваются расстояния необходимые для обменно-резонансных взаимодействий между реагентами. Кроме того, диэлектрическая проницаемость воды почти в три раза больше, чем у спирта [6-8]. В этой связи представляется интересным провести исследования влияния среды на фотопроцессы в молекулах красителей в водно-спиртовых растворах.

В работе использовался мероцианиновый краситель ind6etb, структурная формула которого представлена на рис.1.



Рис. 1. Структурная формула красителя ind6etb

флуоресценции Регистрация спектров поглощения И исследуемых образцов осуществлялось на спектрометре Solar CM2203. Концентрация красителя в растворе составляла $C=10^{-5}$ моль/л. В спиртовом растворе полоса поглощения при концентрации ind6etb 10^{-5} моль/л имеет максимум на длине волны $\lambda_{\text{макс}} = 590$ нм, в коротковолновой области спектра наблюдается небольшое плечо на 550 нм. При изучении спектральных свойств данного соединения была обнаружена его чувствительность к примесям влаги в растворе. На рис. 2 показаны спектры поглощения молекул красителя в присутствии молекул воды в растворе при разных концентрациях. Из рисунка видно, что присутствие молекул воды в растворе оказывает влияние на форму спектра поглощения и на значение оптической плотности красителя. Так при 30%-ом содержании воды в смеси в спектре поглощения наблюдается коротковолновый сдвиг на 12 нм длинноволнового максимума, кроме того наблюдается уширение спектра. При 70%-ом содержании воды в смеси форма спектра поглощения абсолютна другая, спектральная располагается в диапазоне от 350 нм до 700 нм с максимумами на 460 нм и 620 нм. Дальнейшее увеличение концентрации воды в смеси приводит к уменьшению значения оптической плотности раствора красителя.

При фотовозбуждении спиртового раствора красителя ($\lambda_{возб}$ =520 нм) концентрации 10⁻⁵ моль/л наблюдается спонтанная флуоресценция ind6etb (рисунок 3) с максимумом спектра на $\lambda_{\text{макс}}$ =615 нм и полушириной полосы 25 нм.



Рис. 2. Спектры поглощения красителя в водно-спиртовых растворах

На рис. 3 показаны спектры флуоресценции молекул красителя в присутствии молекул воды в растворе при разных концентрациях. Из рисунка видно, что присутствие молекул воды в растворе не оказывает влияние на форму спектра флуоресценции, присутствие молекул воды приводит к уменьшению интенсивности флуоресценции красителя и к коротковолновому сдвигу максимума спектра на 10 нм. При максимальной концентрации воды в смеси интенсивность флуоресценции уменьшилась в 4 раза.



Рис. 3. Спектры флуоресценции красителя в водно-спиртовых растворах

Измерения кинетических характеристик флуоресценции методом время–коррелированного счета фотонов при возбуждении образцов диодным лазером (λ_{zen} =488 нм, τ =150 пс) показали, что затухание свечения ind6etb происходит по экспоненте с $\tau_{\phi n}$ =0,6 нс. При возрастании концентрации воды до 70% в растворе время жизни флуоресценции уменьшается до значения 0,47 нс. Однако при концентрации воды 90% в растворе кинетика затухания изменила свою форму, а $\tau_{\phi n}$ вычисленная из экспоненциальной части кривой затухания составило значение 0,7 нс.



Рис. 4. Кинетики флуоресценции красителя в водно-спиртовых растворах

В спиртовом растворе квантовый выход флуоресценции ind6etb, определенный методом де Мелло для расчета абсолютного квантового выхода смешанных систем составил $\Phi_f = 0,41$. При возрастании концентрации воды в растворе абсолютное значение квантового выхода красителя уменьшается до значения 0,13. Спектрально-люминесцентные свойства красителя в водно-спиртовых растворах приведены в таблице.

растворах										
Концентрация воды	λ _{pogl mat}	_x , nm	$\Delta\lambda_{pog}$	gl,	λ_{Fl} max,	$\Delta\lambda_{\rm Fl}$,	Φ_{Fl}	Spogl	S _{Fl}	τ_{Fl} , ns
в смеси, %			nm		nm	nm				
0	590	550	2	5	615	25	0,41	84	117	0,6
30	578	550	6	0	615	26	0,38	24	102	0,53
70	620	460	23	43	615	25	0,2	46	74	0,47
90	620	460	19	41	605	23	0,13	30	37	0,7

Таблица. Спектрально-люминесцентные свойства красителя в водно-спиртовых

В настоящей работе проведено исследование влияния среды на спектральнолюминесцентные характеристики нового полиметинового красителя. При изучении спектральнолюминесцентных свойств данного красителя была обнаружена его чувствительность к примесям молекул воды в смеси. Установлено, что присутствие молекул воды в растворе оказывает влияние на форму спектра поглощения и на значение оптической плотности красителя. В случае спектра флуоресценции выявлено, что присутствие молекул воды в растворе не оказывает влияние на форму спектра флуоресценции, но приводит к уменьшению интенсивности флуоресценции красителя в 4 раза и к коротковолновому сдвигу максимума спектра на 10 нм. Выход флуоресценции также уменьшается. Примесь молекул воды в смеси влияет на значение времени жизни флуоресценции и на форму кинетики затухания.

Список литературы

1. Ибраев Н.Х. Люминесценция и динамика электронных возбуждений в молекулярных конденсированных средах: дис. ... доктор физ.–мат. наук: 01.04.07. – Алматы, 1998. – 422 с.

2. Бабичев А.П., Бабушкин Н.А., Братковский А.М. Физические величины. Справочник. – *М.; Энергоатомиздат*, 1991. – 1232 с.

3. Мищенко К.П., Полторацкий Г.М. Термодинамика и структура водных и неводных растворов электролитов. – *М.: Химия*, 1976. – 258 с.

4. Михайлов В.А. О перестройке структуры в водных растворах электролитов. // Ж. струк. *химии.* – 1976. – **Т. 2**, № 6. – С. 677–681.

5. Самойлов О.Я., Буслаева М.Н. Термохимические исследования стабилизации структуры воды молекулами неэлектролита// Ж. струк. химии. – 1963. – **Т. 4**, № 5. – С. 502–505.

6. Самойлов О.Я. Структура водных растворов электролитов и гидратация ионов. – *М.: Из*–*во АН СССР*., 1957. – 182 с.

7. Михайлов В.А., Григорьева Э.Ф. Строение и термодинамика водных растворов спиртов в области высоких концентраций спирта. // *Ж. струк. химии.* – 1975. – **Т. 16**, № 3. – С. 401–410.

8. Чекалин Н.В., Шахпаронов М.И. Диэлектрическая релаксация и структура воды, спиртов и водных растворов. // Физика и физико-химия жидкостей. – Вып. 1. – 1972. – 151 с.

МЕТОД ФЕМТО-LIBS ДЛЯ ЗАДАЧ МОНИТОРИНГА СОСТАВА МОРСКОЙ ВОДЫ

Толстоногова Ю.С.*, Голик С.С.*, Майор А. Ю.**

*Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия **Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

Проведены экспериментальные исследования определения пределов обнаружения химических элементов (кальций, магний, железо, стронций и др.) в воде, при регистрации излучения плазмы, генерируемой фемтосекундными лазерными импульсами на поверхности водных растворов в зависимости от параметров лазерного излучения.

Лазерная искровая спектроскопия (LIBS) является хорошо известным аналитическим методом, который может обеспечить определение элементного состава образца в твердой, жидкой или газообразной фазе [1-3]. LIBS-метод опирается на спектральный анализ атомных, ионных и иногда молекулярных линий, испускаемых плазменным факелом, инициированным на поверхности исследуемого образца. Такая плазма обычно генерируется путем фокусировки лазерных импульсов наносекундной длительности на поверхности образца. В последнее время активно развивается фемтосекундная лазерная искровая спектроскопия (фемто-LIBS) для анализа элементного состава водных сред [1]. Так, были проведены исследования влияния параметров начального фемтосекундного лазерного импульса на характеристики излучения плазмы [4], исследования спектрально-временных параметров плазмы оптического пробоя, генерируемого на поверхности водных растворов [5-7], оценка контуров линий Fe I и самопоглощения, а также зависимости интенсивности линий Са II, Fe I [5] и их пределов обнаружения в воде от энергии лазерных импульсов, зависимости интенсивности линии Mg, Mn, Sr, Fe от частоты повторения лазерных импульсов. Данное исследование посвящено анализу элементного состава морской воды и водного аэрозоля методом фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии, в частности, для оценки возможности дистанционного определения элементного состава атмосферы.

Экспериментальные исследования проводились лабораторных В условиях, с использованием Ti-Sapphire лазерного комплекса с энергией в импульсе от 1 мДж до 5 мДж и более, длительностью от 45 фс, центральной длиной волны - 800 нм. Для увеличения плотности мощности и обеспечения проведения экспериментов в лабораторных условиях (короткой атмосферной трассы) использованы фокусирующие линзы с фокусным расстоянием от нескольких сантиметров до нескольких метров, в ряде экспериментов применялись коллимированные пучки. Известно, что предел обнаружения зависит от интенсивности спектральных линий и уровня фона. Для повышения интенсивности эмиссионных линий химических элементов возможно использование, как техники временного стробирования, так и увеличение плотности мощности начального излучения, что в свою очередь, может быть достигнуто путем более острой фокусировки либо увеличением энергии лазерных импульсов.

В экспериментах по определению элементного состава воды и атмосферного аэрозоля в качестве образцов использованы государственные стандартные образцы водных растворов химических элементов (ГСО), разведенные бидистиллированной водой до нужных концентраций. Для получения аэрозоля использован пьезоэлектрический распылитель. Эффективность возбуждения эмиссионных линий (интенсивность линии элемента при максимальном соотношении сигнал/шум) оценивалась в зависимости от параметров лазерной установки, таких как длительность импульса, энергия в импульсе, способ фокусировки, время задержки регистрации сигнала, а также от параметров исследуемой пробы (вода или водный аэрозоль).

Параметры импульсов в процессе измерений контролировались: длительность импульса по автокорреляционной методике с помощью автокоррелятора; исходный спектр импульса (полуширина, центральная длина волны) - калиброванным по спектральной чувствительности спектрометром (Ocean Optics), средняя мощность - калиброванными и поверенными измерителями мощности (Gentec, NewPort). В экспериментальных исследованиях по определению пределов обнаружения химических элементов в воде, при регистрации эмиссионного излучения плазмы, генерируемой фемтосекундными лазерными импульсами, на поверхности водных растворов, лазерное излучение генерировалось фемтосекундным лазерным комплексом. Затем излучение направлялось через систему зеркал для фокусировки на поверхности исследуемого раствора. Образцы водных растворов исследуемых элементов помещались в цилиндрическую стеклянную кювету объемом 3 мл. Схема установки представлена на Рисунке.



Рисунок. Схема установки для экспериментальных исследований по определению пределов обнаружения химических элементов в воде, при регистрации эмиссионного излучения плазмы, генерируемой фемтосекундными лазерными импульсами

В ходе работ был проведен анализ спектров фемтосекундной плазмы, генерируемой в водном аэрозоле в атмосфере, получены пределы обнаружения химических элементов в воде, а так же построены их зависимости пределов обнаружения элементов от параметров лазерных импульсов, таких как длительность, энергия и способа фокусировки.

Работы по исследованию плазменного филамента выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (соглашение № 14-50-00034), пределы обнаружения химических элементов в воде, при регистрации эмиссионного излучения плазмы, генерируемой фемтосекундными лазерными импульсами получены при поддержке гранта РФФИ № 17-02-00802.

Список литературы

1. C. Pasquini, J. Cortez, L.M.C. Silva, F.B. Gonzaga, J. Braz, Chem. Soc., 18, 463–512, (2007).

2. D.A. Cremers, R.C. Chinni, Appl. Spectrosc. Rev., 44, 457–506, (2009).

3. D.W. Hahn, N. Omenetto, Appl. Spectrosc., 64, 335A–366A, (2010).

4. A. Ilyin, S. Golik, M. Babiy., D. Apeksimov, Yu. Biryukova, App. Mech. and Mat., 590, 197-201, (2014).

5. S. Golik, A. Ilyin, M. Babiy, Yu. Biryukova, V. Lisitsa, O. Bukin, *Plasma Science and Tech.*, **17**, No.11, 975-978, (2015).

6. А. А. Ильин, С. С. Голик, М. Ю. Бабий, Ю. С. Бирюкова, В. В. Лисица, Д. В. Буров, Ю. Н. Кульчин, *Письма в ЖТФ*, **43**, № 18, 90-96, (2017).

7. Yu. Biryukova, S. S. Golik, A. A. Ilyin, M.Yu. Babiy, V. V. Lisitsa, T. M. Agapova, *Proc. SPIE*, **10035**, 100352E, (2017).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕРМИЧЕСКОЙ ИНАКТИВАЦИИ ДЕФЕКТОВ В КРИОКРИСТАЛЛАХ КРИПТОНА Огурцов А.Н., Близнюк О.Н., Масалитина Н.Ю., Клещев Н.Ф.

Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", Харьков, Украина

Используя экспериментальные зависимости скорости разгорания экситонной люминесценции криокристаллов криптона от температуры, исследован процесс термической инактивации экситонных ловушек в рамках теории абсолютных скоростей реакций. Определены такие термодинамические параметры процесса инактивации экситонных ловушек, как энергия активации, энтальпия и энтропия инактивации.

Проблема аналитического контроля модификации состава и микроскопической структуры веществ непосредственно связана с учётом динамики радиационных дефектов в условиях локального разогрева дефектообразующих центров в кристаллических матрицах образцов. Как правило, традиционные методы структурного анализа не дают адекватной картины, поскольку процессы рождения и отжига дефектов определяются временами, характерными для времени жизни электронных возбуждений в кристалле, которые даже в случае автолокализации, как правило, не превышают 10⁻³с. Кроме того, разделить вклады термоактивации и термической инактивации в процессах модификации структуры образца достаточно сложно из-за сложного характера внутрикристаллических межатомных взаимодействий. Поэтому при исследовании индивидуальных особенностей термоактивационных процессов обычно используют модельные кристаллические системы. Особо следует отметить класс ван-дер-ваальсовых кристаллов, среди которых модельными являются атомарные кристаллы инертных элементов, технологическое использование которых только начинается в настоящее время, но спектроскопические характеристики радиационно-индуцированных процессов в которых уже достаточно подробно исследованы [1].

В предшествующих работах, используя люминесцентный метод, были экспериментально исследованы [1, 2] зависимости эффективности образования точечных дефектов от температуры. Индикаторами структурной модификации образцов служили полосы экситонной люминесценции, анализ эволюции интенсивности которых во время облучения позволил описать динамику и кинетику процесса дефектообразования на атомном уровне [3]. Колоколообразный характер температурной зависимости эффективности дефектообразования говорит о конкуренции двух процессов: термической активации экситонных ловушек при низких температурах и термической инактивации этих ловушек при высоких температурах [4].

Использование теории абсолютных скоростей реакций позволяет по температурным зависимостям оценить термодинамические параметры процесса термической инактивации ловушек, на которых происходит автолокализация экситонов. В общем случае процесс активации–инактивации этих ловушек может быть представлен в виде обратимой реакции *активация* € *инактивация* с константой равновесия

$$K_{inact} = \frac{n_{inact}}{n_{act}} = \exp\left(-\frac{\Delta G_i}{RT}\right) = \exp\left(-\frac{\Delta H_i}{RT}\right) \cdot \exp\left(\frac{\Delta S_i}{R}\right),\tag{1}$$

где ΔG_i , ΔH_i и ΔS_i – энергия Гиббса, энтальпия и энтропия инактивации соответственно, а n – концентрация ловушек. Используя уравнение Гиббса-Гельмгольца для переходного состояния, $\Delta G^{\neq} = \Delta H^{\neq} - T\Delta S^{\neq}$, связь энергии активации E_a реакции с энтальпией активации ΔH^{\neq} , $E_a = \Delta H^{\neq} + RT$, и тот факт, что ловушки могут быть либо активированными, либо инактивированными, $n = n_{act} + n_{inact}$, мы для уравнения скорости реакции $w(T) = k_w(T) \cdot n_{act}$, в котором константа скорости $k_w(T)$ связана с термодинамическими потенциалами соотношением Эйринга

$$k_w(T) = \alpha \cdot \frac{kT}{h} \cdot \exp\left(\frac{\Delta S^{\neq}}{R}\right) \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right),\tag{2}$$

получим соотношение

$$w(T) = \beta \cdot \frac{T \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\Delta S_i}{k}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta H_i}{kT}\right)}.$$
(3)

В формулах (2) и (3) k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, R – универсальная газовая постоянная, α и β – не зависящие от температуры характеристические константы. Аппроксимируя экспериментальные данные с помощью выражения (3), мы можем определить термодинамические параметры процесса термической инактивации экситонных ловушек.

Если перестроить зависимость w(T) в координатах $\ln(w)$ и (T^{-1}) , то значения энергии активации E_a и энтальпии инактивации ловушек ΔH_i достаточно просто могут быть определены из тангенсов угла наклона в пределах $T^{-1} \rightarrow \infty$ и $T^{-1} \rightarrow 0$, поскольку в этих случаях соотношение (3) принимает вид

$$\ln(w(T)) = -\frac{E_a}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad \text{if } \ln(w(T)) = -\frac{\Delta H_i - E_a}{k} \cdot \frac{1}{T}, \tag{4}$$

соответственно.

Варьируя значения E_a , а затем, используя ΔH_i в качестве подгоночного коэффициента, можно подобрать значения E_a и ΔH_i , при которых соответствующие прямые наилучшим образом аппроксимируют экспериментальные данные в пределах $T^{-1} \rightarrow \infty$ и $T^{-1} \rightarrow 0$, соответственно. Величину ΔS_i определяем, используя тот факт, что в максимуме $\frac{d}{dT} \ln(w(T_{max})) = 0$. Здесь T_{max} – положение максимума кривой w(T). Следовательно, константа равновесия (1) может быть записана в виде

$$K_{inact} = \exp\left(-\frac{\Delta H_i}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{\Delta S_i}{k}\right) = \frac{E_a + kT_{\max}}{\Delta H_i - E_a - kT_{\max}}.$$
(5)

Используя предложенный подход, мы для люминесцентных данных работы [2] получили термодинамические параметры термической инактивации экситонных ловушек в криокристаллах криптона: $T_{max}=27$ K; $E_a=4$ мэB; $\Delta H_i=30$ мэB; $\Delta S_i=1$ мэB·K⁻¹.

Таким образом, использование люминесцентного детектирования процесса накопления точечных дефектов и абсолютных скоростей реакций позволило определить такие термодинамические параметры процесса инактивации экситонных ловушек в криокристаллах ксенона и криптона, как энергия активации, энтальпия и энтропия инактивации.

Список литературы

1. А.Н. Огурцов, Модификация криокристаллов электронными возбуждениями, Харьков: *HTУ* "ХПИ", 368 с., (2009).

2. E.V. Savchenko, A.N. Ogurtsov, O.N. Grigorashchenko, S.A. Gubin, *Chem. Phys.*, **189**, №2, 415-426, (1994).

3. A.N. Ogurtsov, N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk Low Temp. Phys., 33, No6/7, 689-693, (2007).

4. A.N. Ogurtsov, N.Yu. Masalitina, O.N. Bliznjuk, In: Contrib. Papers of the 6th Conf. on Element. Processes in Atomic Systems, Comenius University, 242-244, (2014).

СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ СЛОИСТЫХ НАНОЧАСТИЦ И НАНОПРОВОЛОК В МАГНИТНОМ ПОЛЕ Кучеренко М.Г., Налбандян В.М.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Исследованы спектры электрической поляризуемости слоистых наночастиц и нанопроволок во внешнем магнитном поле. Рассмотрены случаи, когда материал внешнего слоя частиц и проволок характеризовался бездисперсионной диэлектрической проницаемостью либо обладал выраженной частотной дисперсией.

Произведен расчет спектров дипольной электрической поляризуемости композитных слоистых сферических наночастиц «кор-оболочка» и проводящих нанопроволок кругового сечения (двухслойных наноцилиндров с металлической жилой) в монохроматическом поле $E_0(\omega)$ электрической компоненты электромагнитной волны. Предполагалось, что проводящий кор частицы, или внутренняя жила нанопровода радиуса R_1 , покрыты диэлектрическим материалом, который либо не имеет выраженной частотной дисперсии, т.е. характеризуется постоянной диэлектрической проницаемостью (ДП) ε_2 , либо его ДП $\varepsilon_2(\omega)$ зависит от частоты ω , как, например, в случае, когда оболочка толщиной $R_2 - R_1$ представляет собой кристаллоподобный слой, составленный из молекулярных J-агрегатов. Если частотная дисперсия кристаллоподобный слой, составленный из молекулярных в нем экситонных мод, то $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0 - f^2 / [(\omega + i\Gamma)^2 - \omega_e^2]$. Здесь, f^2 параметр характеризующий связь фотонов с экситонами, Γ – параметр релаксации экситонных состояний, ω_e – частота экситонов, $\varepsilon_0 - Д\Pi$, обусловленная всеми другими электронными состояниями кроме экситонного.

Характерные частоты локальных плазмонных колебаний зависят от структуры и формы частиц, и существенно изменяются при переходе от однородных к слоистым структурам, а также от сферической формы к цилиндрической. В постоянном магнитном поле отклик электронной плазмы металла на электромагнитное возмущение с частотой ω становится анизотропным, а скалярная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ плазмоподобной среды трансформируется в тензор второго ранга: $\varepsilon(\omega) \rightarrow \dot{\varepsilon}(\omega)$ [1]. В работе [2] методами электродинамики сплошных сред получены выражения для тензоров \dot{A} дипольной поляризуемости сферического (d = 3) слоистого композита с анизотропной сердцевиной и дипольной поляризуемости единицы длины слоистого композитного цилиндра (d = 2) с анизотропной жилой

$$\mathbf{\dot{A}}\begin{pmatrix}\mathbf{t}\\\varepsilon_{1}(\boldsymbol{\omega}|\mathbf{B}),\varepsilon_{2},\varepsilon_{3}\end{pmatrix} = \begin{bmatrix} (\mathbf{t}\\\varepsilon_{1}(\boldsymbol{\omega}|\mathbf{B})+(d-1)\varepsilon_{2})(\varepsilon_{2}-\varepsilon_{3})+(\mathbf{t}\\\varepsilon_{1}(\boldsymbol{\omega}|\mathbf{B})-\varepsilon_{2})((d-1)\varepsilon_{2}+\varepsilon_{3})\xi^{d} \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} (\mathbf{t}\\\varepsilon_{1}(\boldsymbol{\omega}|\mathbf{B})+(d-1)\varepsilon_{2})(\varepsilon_{2}+(d-1)\varepsilon_{3})+(d-1)(\mathbf{t}\\\varepsilon_{1}(\boldsymbol{\omega}|\mathbf{B})-\varepsilon_{2})(\varepsilon_{2}-\varepsilon_{3})\xi^{d} \end{bmatrix}^{-1}R_{2}^{d},$$
(1)

где $\xi = R_1 / R_2$, ε_3 – диэлектрическая проницаемость окружающей среды. При выключении магнитного поля все тензорные величины редуцируются к своим скалярным прототипам и (1) трансформируется к известным выражениям [2] для поляризуемостей изотропных композитов. На основе (1) были получены спектры дипольных поляризуемостей слоистых сферических наночастиц и композитных наноцилиндров с оболочками для различных электрических и конфигурационных параметров этих систем.

На Рис. 1 показаны спектры мнимой части поляризуемости сферической композитной наночастицы «кор-оболочка». Через Im(α) обозначена мнимая часть компоненты α_{11} тензора поляризуемости. В высокочастотной области ($\omega/\omega_p \approx 0.56$) расположен плазмонный пик, который чувствителен к магнитному полю, а в низкочастотной находятся два экситонных резонанса: $\omega/\omega_p \approx 0.27$ и 0.4. Увеличение радиуса металлического ядра сферической наночастицы приводит к значительному росту амплитуды плазмонной полосы.

В магнитном поле плазмонная полоса слоистого нанопровода расщепляется на две компоненты и с увеличением индукции поля наблюдается их расхождение по частотной шкале. С увеличением радиуса проводящей жилы нанопровода, резонансные частоты смещаются (Рис. 2).



Рис. 1. Спектры мнимой части поляризуемости слоистой проводящей сферической наночастицы с экситоногенным внешним слоем при различных значениях радиуса ядра. $\omega = 1.38 \times 10^{16} \text{ c}^{-1} \ \varkappa = 10^{14} \text{ c}^{-1}$.

$$\omega_{p} = 1.58 \times 10^{-10} \text{ c}^{-1}, \quad \gamma = 10^{-10} \text{ c}^{-1},$$
$$\omega_{e} = 4.6 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}, \quad \Gamma = 5.9 \times 10^{13} \text{ c}^{-1},$$
$$f = 6 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}, \quad R_{2} = 50 \text{ HM}$$





$$B = 15 \,\mathrm{Tr}$$
, $\varepsilon_1 = 2.2$,

$$\omega_p = 1.38 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}, \gamma = 10^{12} \text{ c}^{-1}, R_2 = 50 \text{ HM}$$

В случае, когда металлический наноцилиндр покрыт молекулярным слоем из J-агрегатов, кроме плазмонного возникают еще два экситонных резонанса в низкочастотной области. Один из них не является магниточувствительным, а второй изменяется в магнитном поле за счет экситон-плазмонного взаимодействия.

Таким образом, в работе исследованы поляризационные характеристики цилиндрических и сферических двухслойных наноструктур. Показано, что спектры дипольной поляризуемости зависят от материала и толщины слоев таких структур. В зависимости от того, является ли металлической жила композита или его внешний слой, спектры плазмонного резонанса выглядят по-разному. Так, в случае композита «металлическая жила – бездисперсионный диэлектрический слой» в спектре наблюдается одна резонансная полоса, а в случае инвертированной системы – две. Если плазмонная металлическая жила покрыта экситоногенным слоем, в спектре наблюдается три резонансных полосы.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ (Госзадание № 3.7758.2017/БЧ).

Список литературы

1. M. Kucherenko, V. Nalbandyan, *Physics Procedia*. 73, 136–142, (2015).

2. М.Г. Кучеренко, Материалы Всерос. конф. «Университетский комплекс как региональный центр образования, науки и культуры». Оренбург, 1220-1227, (2016).

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ ТРАНСАКТИНОИДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С *Р*-ОБОЛОЧКОЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ–ФОКА–РУТАНА Еремкин И.Н., Малыханов Ю.Б.*, Евсеев С.В.*

АНО ДПО "Центр профессиональной подготовки", Саранск, Россия *ФГБОУ ВО "Мордовский государственный педагогический институт имени М.Е. Евсевьева", Саранск, Россия

В алгебраическом приближении метода Хартри–Фока впервые выполнены высокоточные расчеты энергии основных состояний атомов с заполняемой 7*p*-оболочкой (113 Nh, 114 Fl, 115 Mc, 116 Lv, 117 Ts, 118 Og). Орбитальные экспоненты базисных функций слэтеровского типа оптимизировались с использованием методов минимизации второго порядка, что позволило достичь выполнения теоремы вириала с точностью 10^{-14} – 10^{-16} .

В 2012 году опубликована работа, в которой выполнены высокоточные расчеты энергии "всех" атомов с отрытой *p*-оболочкой (до 85 At) в рамках алгебраического приближения метода Хартри–Фока [1]. В том же году Международным союзом теоретической и прикладной химии (IUPAC) опубликовано сообщение о присвоении новым трансактиноидным элементам с номерами 114 и 116 таблицы Менделеева названий "флеровий" (114 Fl) и "ливерморий" (116 Lv). В 2015 году IUPAC объявил, что еще четыре новых элемента удовлетворяют критериям для включения в таблицу Менделеева, которые замыкают 7-й ряд таблицы атомами с заполняемой 7*p*-оболочкой. И уже в 2016 года опубликована обновленная версия таблицы Менделеева [2] с официальными названиями этих элементов "нихоний" (113 Nh), "московий" (115 Mc), "теннессин" (117 Ts) и "оганесон" (118 Og).

Таблица. Энергии трансактиноидных элементов с заполняемой 7*p*-оболочкой в рамках приближения Хартри–Фока–Рутана

	приолижения Хартри–Фока–Гутана									
Атом	Конфигурация	Терм	Энергия, а.е.							
Nh	$[Rg]7s^27p^1$	^{2}P	-41809.5348172628614							
Fl	$[Rg]7s^27p^2$	^{3}P	-42691.6567234433128							
Mc	$[Rg]7s^27p^3$	^{4}S	-43584.1987593371386							
Lv	$[Rg]7s^27p^4$	^{3}P	-44487.0998960935067							
Ts	$[Rg]7s^27p^5$	^{2}P	-45400.4744907510954							
Og	$[Rg]7s^27p^6$	^{1}S	-46324.3555140177255							

В этой работе мы впервые выполнили высокоточный расчет энергии трансактиноидных элементов с заполняемой 7*p*-оболочкой в рамках приближения Хартри–Фока–Рутана (представлены в таблице). Расчеты выполнены в базисе орбиталей слэтеровского типа с помощью персонального компьютера средней мощности. Был использован достаточно ограниченный базисный набор (16s14p11d7f). С использованием методов минимизации второго порядка достигнута точность выполнения теоремы вириала 10^{-14} – 10^{-16} .

Список литературы

1. Ю.Б. Малыханов, С.В. Евсеев, М.В. Горшунов, *Журн. прикл. спектр.*, **79**, №1, 5-14, (2012).

2. https://iupac.org/what-we-do/periodic-table-of-elements/

ПРИГОТОВЛЕНИЕ И МОНИТОРИНГ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ С СИЛЬНЫМ ЭКСИТОН-ПЛАЗМОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Показано, что временная зависимость населенностей плазмонной и экситонной подсистем в планарной композитной наноструктуре с двумерной пленкой J-агрегатов цианиновых красителей на металлической подложке при сильном экситонплазмонном взаимодействии имеет характер затухающих осцилляций, зависящих от приготовленного начального состояния.

Ранее в ряде работ как экспериментального, так и теоретического профиля была показана возможность образования гибридных поверхностных экситон-плазмонных состояний в композитных наноструктурах. Авторами этих работ было установлено, что в зависимости от состава и строения наносистем величина энергии взаимодействия между экситонным состоянием и плазмонной модой (расщепление Раби) в условиях точного резонанса может доходить до полутора сотен мэВ.

В работе [1] на основе специальной модели планарной плазмон-экситонной системы установлена возможность появления осцилляционного режима в кинетике распада-активации (энергообмена) компонентов гибрида при сильном их взаимодействии друг с другом и слабом – с термостатом. Было показано, что передача энергии между компонентами системы имеет характер затухающих осцилляций, зависящих от релаксационных параметров, частоты Раби и отстройки от резонанса. Описание кинетики переноса энергии производилось на основе формализма матрицы плотности.

В данной работе в продолжение [1] рассмотрены случаи чистых и смешанных начальных состояний экситон-плазмонной системы, различным образом проявляющихся в кинетике ее распада, не всегда демонстрирующей наличие осцилляционного режима.

Если оператор Гамильтона невзаимодействующих друг с другом плазмонов и экситонов имеет два близких собственных значения $E_{pl} = h\omega(k)$ и $E_{exc}(\mathbf{k})$, которым соответствуют собственные состояния $|1\rangle = |0_{exc}, 1_{pl}\rangle$ (без экситона, но с одним плазмоном) и $|2\rangle = |1_{exc}, 0_{pl}\rangle$ (с одним экситоном в отсутствие плазмона) объединенной системы, а все остальные собственные значения расположены далеко от них, то уже в нулевом приближении целесообразно использовать суперпозицию $|\pm\rangle = \alpha |1\rangle \pm \beta |2\rangle$ [2]. Тогда из системы уравнений для коэффициентов α, β следуют два значения энергии состояний $|+\rangle$ и $|-\rangle$ плазмон-экситонного гибрида (рис. 1)

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left(E_{exc}(\mathbf{k}) + h\omega(k) \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(E_{exc}(\mathbf{k}) - h\omega(k) \right)^2 + 4 \left| V_{10,01}(\mathbf{k}) \right|^2}, \qquad (1)$$

где $E_{exc}(\mathbf{k})$ - энергия двумерного экситона, $h\omega(k)$ - энергия поверхностного плазмонполяритона, $V_{10,01}(\mathbf{k})$ - матричный элемент экситон-плазмонного взаимодействия [2], **k** волновой вектор гибридной квазичастицы, $k = |\mathbf{k}|$.

В [2] была исследована зависимость величины энергии гибридного экситон-плазмонного состояния и экситон-плазмонного взаимодействия V_{12} от параметров системы. Для матричного элемента $V_{12}(l)$ установлена следующая зависимость его величины от толщины l изолирующей прослойки с диэлектрической проницаемостью ε_1 между металлом и слоем молекулярных J-агрегатов

$$V_{10,01}(l) \sim \left[\operatorname{ch}(\kappa_z^{(1)}l) + \frac{\varepsilon_2 \kappa_z^{(1)}}{\varepsilon_1 \kappa_z^{(2)}} \operatorname{sh}(\kappa_z^{(1)}l) \right]^{-1}, \ \kappa_z^{(j)} = \sqrt{k^2 - \varepsilon_j \cdot \omega^2 / c^2} \ (j=1,2),$$
(2)

для случая, когда монослой *J*-агрегатов находится в непроводящей среде с диэлектрической проницаемостью \mathcal{E}_2 .

Формирование парциального плазмонного возбуждения может быть произведено экспериментально одним из следующих способов.

а) Импульсно-энергетическая схема приготовления начального состояния.

Активация только плазмонной моды с фиксированной величиной волнового вектора **k** может быть осуществлена в диапазоне волновых чисел вне области пересечения дисперсионных кривых плазмонов и экситонов (например, со значениями k, большими резонансных), т.е. вне области формирования гибрида (рис. 1). Такая процедура может быть реализована для плоской световой волны и специальной призмы в конфигурации Кречмана. В результате межмодового плазмонного взаимодействия будет происходить перекачка энергии из коротковолновых мод в длинноволновые, и как следствие этого – парциальная активация плазмонных мод в резонансном диапазоне значений k. В частности, межмодовый переброс поверхностных плазмонов в область пересечения дисперсионных кривых может быть осуществлен в результате их неупругого рассеяния на поверхностных фононах с частотами $\omega_{p_h}(\mathbf{k})$

 $\omega(\mathbf{k}) = \omega'(\mathbf{k}') + \omega_{Ph}(\mathbf{k} - \mathbf{k}').$

Другим возможным вариантом активации парциального плазмонного состояния является б) Пространственно-временная схема приготовления начального состояния.

В этом варианте формирования стартового плазмонного состояния производится пространственно селективная активация открытого участка поверхности проводящего слоя под призмой Кречмана (Рис. 2), т.е. участка, не покрытого слоем J-агрегатов, в резонансном диапазоне волновых чисел, отвечающих образованию гибридного состояния. Активированные свободные плазмоны инжектируются затем в область с выраженным экситон-плазмонным взаимодействием, в которой и будет осуществляться энергообмен плазмонной и экситонной подсистем с временными осцилляциями населенностей.



Рис. 1. Дисперсионные кривые гибридной экситон-плазмонной системы. Резонансная область приходится на небольшой диапазон волновых чисел: от 2.5 10^5 до 3 10^5 cm⁻¹



Рис. 2. Пространственно селективная активация плазмонов на открытом участке поверхности проводящего слоя (без охвата сопряженной экситоногенной области) с помощью призмы Кречмана

В еще одном варианте приготовления начальной конфигурации системы может осуществляться непосредственное возбуждение стационарного состояния гибрида в резонансной области волновых чисел (рис. 1). Активация такого начального состояния отвечает одновременному присутствию в нем и плазмонной и экситонной составляющих. Предлагаемая в работе расчетная процедура позволяет определять временную зависимость населенности парциального экситонного состояния как матричный элемент $\rho_{22}(t)$ оператора плотности $\not/$ для произвольного начального состояния. Тогда величина $\rho_{22}(t)$ определяет вероятность переноса энергии $|+\rangle \rightarrow |2\rangle$ в экситонную моду $|2\rangle$ из суперпозиционного состояния к моменту времени *t* при реализации произвольной стартовой конфигурации.

В общем случае произвольных соотношений между временами $\tau_{pl}, \tau_{exc}, T_2$ и ненулевой отстройке ΔE от резонанса показано, что в случае локальной активации плазмонной подсистемы, а также при создании суперпозиционного чистого, равно как и смешанного состояния, кинетика населенности экситонного состояния определяется набором четырех экспонент с показателями из комбинаций коэффициентов

$$\kappa_{1,2}^{(m)} = (\mathbf{m})\frac{i}{2} \left[\omega(k) + E_{exc} / \mathbf{h}\right] - \frac{1}{4} (k_1^{\prime} + k_2^{\prime}) \mathbf{m} \frac{1}{2} \left\{ \left[i(\mathbf{m})\Delta E / \mathbf{h} + (k_1^{\prime} - k_2^{\prime}) / 2\right]^2 - \Omega^2 \right\}^{1/2},$$

где $k_1^{\prime\prime}, k_2^{\prime\prime}$ – аддитивные добавки к скалярным скоростям дезактивации системы по плазмонному и экситонному каналам распада. Были исследованы параметрические зависимости кинетики населенностей $\rho_{11}(t)$ и $\rho_{22}(t)$ активированной планарной системы с экситононосным J-агрегатным слоем на проводящей подложке. На рис. 3 и 4 представлена кинетика парциальных населенностей возбужденных состояний экситон-плазмонной системы при различных добавочных скоростях распада $k_1^{\prime\prime} = 5.5 \cdot T_2^{-1}, k_2^{\prime\prime} = 0.1 \cdot T_2^{-1}$ этих состояний и начальных условиях. Время поперечной релаксации $T_2 = 1$ пс, частота Раби $\Omega = 2|V_{12}| / h = 40 \cdot T_2^{-1}$. Время *t* выражено в пс.



Рис. 3. Кинетика плазмонной $\rho_{11}(t) - (1)$ и экситонной $\rho_{22}(t) - (2)$ подсистем, а также суммарной населенности $n(t) = \rho_{11} + \rho_{22}$ (огибающая кривая 3). Отстройка от резонанса $\Delta E / h = 20 \cdot T_2^{-1}$



Рис. 4. Кинетика экситонной $\rho_{22}(t)$ подсистемы при стартовом заселении $\rho_{11}(0) = 1$ только парциального плазмонного состояния (1); чистого начального состояния $|+\rangle\langle+|$ с $\alpha, \beta = 1/\sqrt{2}$ (2); n(t) (3) а также смешанного начального состояния $\beta_{mix}(0)$ (4)

Для смешанного начального состояния с равными весовыми коэффициентами экситонной и плазмонной компонент, т.е. $\rho_{mix}(0) = [|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2|]/2$, график функции $\rho_{22}(t)$ представлен на рис. 4 кривой 4.

Обнаруженные особенности временного поведения разносортной системы квазичастиц могут оказаться полезными при анализе работы фотоэлектронных устройств с реализованным в них сильным плазмон-экситонным взаимодействием в субнаносекундной временной области. Изменяя толщину изолирующей прослойки между двумерными экситонами и поверхностными плазмон-поляритонами в планарной наноструктуре можно осуществлять переключение кинетических режимов энергообмена между ее компонентами от возвратно-осцилляционного до релаксационного.

Список литературы

1. М.Г. Кучеренко, Т.М. Чмерева, *Сб.трудов IX Межд. конфер. «Фунд. проблемы оптики – 2016». С.-Петербург,* СПб: Ун-т ИТМО, 205-207, (2016).

2. Т.М.Чмерева, М.Г. Кучеренко и др., Опт. и спектр., 120, №6, 941-947, (2016).

УДАРНОЕ УШИРЕНИЕ ЛИНИИ *R*22 ПЕРЕХОДА 10⁰0-00⁰1 МОЛЕКУЛЫ СО₂ БУФЕРНЫМИ ГАЗАМИ Ar, N₂, O₂, CO, N₂O B ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 300-700 К

Аршинов К.И., ^{*}Дударёнок А.С., Крапивная О.Н., ^{*}Лаврентьева Н.Н., ^{**}Невзорова Т.А., ^{***}Невдах В.В., Шут В.Н.

Институт технической акустики НАН Беларуси, Витебск, Беларусь *Институт оптики атмосферы им.В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия **Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия ***Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Используя перестраиваемый CO₂-лазер, измерены ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом CO₂ и в бинарных газовых смесях CO₂ с буферными газами Ar, N₂, O₂, CO и N₂O в соотношении 1:2 при давлении 100 Тор на центральной частоте линии *R*22 перехода $10^{0}0-00^{0}1$ молекулы CO₂ и определены температурные зависимости коэффициентов ударного уширения линии в диапазоне 300-700 К.

В задачах измерения концентрации углекислого газа в атмосфере при помощи CO₂-лазера, расчетов переноса ИК излучения в атмосфере, определения энергетических характеристик мощных технологических CO₂-лазеров требуется знание параметров спектральных линий молекул CO₂ [1, 2]. В таких задачах молекулы CO₂ входят в состав многокомпонентных газовых смесей и только за счет парных столкновений молекул CO₂ между собой и с другими компонентами газовой смеси осуществляется ударное уширение спектральных линий. Следовательно, полная ударная ширина спектральных линий молекулы CO₂ является суммой вкладов в уширение, даваемых парными столкновениями, и для определения этих вкладов нужно исследовать бинарные смеси молекул CO₂ с другими столкновительными партнерами (компонентами смеси). Ударная ширина спектральных линий молекул CO₂ Δv_L в бинарной смеси CO₂:M_i может быть представлена в виде

$$\Delta v_L = \gamma_{CO_2 - CO_2} \cdot \left(\xi_{CO_2} + b_{CO_2 - M_i} \cdot \xi_{M_i}\right) \cdot p_{\Sigma},\tag{1}$$

где $\gamma_{CO_2-CO_2}$ – ударная ширина линии CO₂ при давлении 1 Тор или коэффициент ударного самоуширения линий молекул CO₂, $\xi_{CO_2} = p_{CO_2}/p_{\Sigma}$ и $\xi_{M_i} = p_{M_i}/p_{\Sigma}$ – доли молекул CO₂ и компоненты M_i в смеси, p_{CO_2} и p_{M_i} – парциальные давления CO₂ и компоненты M_i, p_{Σ} – суммарное давление смеси, $b_{CO_2-M_i} = \gamma_{CO_2-M_i}/\gamma_{CO_2-CO_2}$ – относительный коэффициент ударного уширения линий молекул CO₂ компонентой M_i, $\gamma_{CO_2-M_i}$ коэффициент ударного уширения линий молекул CO₂ компонентой M_i при p_{M_i} =1 Тор.

Цель настоящей работы – экспериментальное и теоретическое определение температурных зависимостей в диапазоне 300–700 К коэффициентов ударного уширения спектральной линии *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂ буферными газами различной структуры: одноатомным Ar, двухатомными N₂, O₂, CO и трехатомным N₂O.

Для определения относительных коэффициентов ударного уширения спектральной линии *R*22 молекулы CO₂ атомами/молекулами буферных газов использовалась методика сравнения ненасыщенных коэффициентов поглощения (КП) на центральной частоте линии *R*22 перехода $10^{0}0-00^{0}1$ в чистом CO₂ α_{CO_2} и в бинарных смесях CO₂:M_i $\alpha_{CO_2-M_i}$ с соотношением компонент $P_{CO_2}: P_{M_i} = 1:Y$ при фиксированной температуре и давлениях, обеспечивающих лоренцевский контур линии поглощения [3]. В качестве источника зондирующего излучения применялся стабилизированный по частоте перестраиваемый CO₂-лазер. Значения относительных коэффициентов ударного уширения $b_{CO_2-M_i}$ определялись из выражения

$$\alpha_{CO_2} / \alpha_{CO_2:M_i} = 1 + Y \cdot b_{CO_2 - M_i}.$$
⁽²⁾

Были измерены КП на линии *R*22 перехода $10^{0}0-00^{0}1$ в чистом CO₂ (рисунок 1*a*) и в газовых смесях CO₂:Ar/N₂/O₂/CO/N₂O=1:2 (рисунок 1*b*) при давлениях $P_{CO_2} = P_{\Sigma} = 100$ Тор в диапазоне температур 300-700 К. Погрешности измерения КП не превышали величины ~ 2×10⁻⁵ см⁻¹.



Рис. 1. Температурные зависимости ненасыщенных КП на линии *R*22 перехода $10^{0}0-00^{0}1$ молекулы CO₂: а) \Diamond – чистый CO₂; б) Δ – газовая смесь 1:2 CO₂:Ar, ● – CO₂:N₂, □ – CO₂:O₂, × – CO₂:CO, ○ - CO₂:N₂O

Полученные из выражения (2) значения относительных коэффициентов ударного уширения b_{CO_2-Ar} , $b_{CO_2-N_2}$, $b_{CO_2-O_2}$, b_{CO_2-CO} и $b_{CO_2-N_2O}$ представлены на рис. 2.



Рис. 2. Температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линии *R*22 перехода $10^{0}0-00^{0}1$ молекулы CO₂ буферными газами: $\Delta - Ar$, $\bullet - N_2$, $\Box - O_2$, $\times - CO$, $\circ - N_2O$

Видно, что функции $b_{CO_2-M_i}(T)$ хорошо аппроксимируются линейными зависимостями (см. штриховые линии)

$$b_{CO_2 - M_i}(T) = a_0 + a_1 \cdot T , (3)$$

где *a*⁰ и *a*¹ – постоянные коэффициенты, значения которых приведены в Таблице 1.

Как известно, ударное уширение спектральных линий молекул происходит наиболее эффективно, если столкновительные партнеры обладают постоянными электрическими дипольными моментами. Эффективность ударного уширения снижается, если партнеры имеют электрические моменты более высоких порядков. Постоянный дипольный момент у молекулы CO₂ отсутствует, но имеется квадрупольный момент равный ~7.4 Д·Å [4]. Молекулы N₂O и CO обладают постоянными электрическими дипольными моментами 0.166 Д и 0.1 Д, а молекулы N₂ и O₂ имеют квадрупольные моменты ~5 Д·Å и ~2 Д·Å соответственно [4]. Из рисунка 2 видно, что наиболее эффективными партнерами для ударного уширения спектральной линии *R*22

молекулы CO₂ являются молекулы N₂O и CO, что соответствует величинам их постоянных дипольных моментов. Следует отметить, что при температурах выше 400 К относительный коэффициент $b_{CO_2-N_2O}>1$, т.е. столкновения молекул CO₂ с молекулами N₂O являются более эффективными для уширения спектральной линии молекул CO₂, чем столкновения с молекулами CO₂ и эта эффективность увеличивается с ростом температуры.

В работе [5] было показано, что экспериментальная температурная зависимость коэффициента самоуширения $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$ спектральной линии *R*22 молекулы CO₂ в диапазоне 300-700 К лучше описывается формулой, учитывающей изменение механизма взаимодействия сталкивающихся молекул при изменении температуры газа и содержащей два разные показателя степени n_1 и n_2 . Так как $\gamma_{CO_2-M_i}(T) = b_{CO_2-M_i}(T) \cdot \gamma_{CO_2-CO_2}(T)$, а относительные коэффициенты $b_{CO_2-M_i}(T)$ являются линейными функциями температуры, то для описания температурных зависимостей коэффициентов ударного уширения спектральной линии молекулы CO₂ буферными газами M_i $\gamma_{CO_2-M_i}(T)$ может быть использована формула, содержащая два показателя степени

$$\gamma_{CO_2-M_i}(T) = [\gamma_{CO_2-M_i}(T_c)] \cdot (T_c/T)^n,$$

где $n = \begin{cases} n_1, npu T < T_c \\ n_2, npu T > T_c \end{cases}$
(4)

Значения параметров, входящих в формулу (4), приведены в Таблице 1 для всех рассмотренных газов.

Используя измеренную ранее в работе [6] температурную зависимость коэффициента ударного самоуширения спектральной линии *R*22 молекулы CO₂ $\gamma_{CO_2-CO_2}(T)$, и полученные в настоящей работе относительные коэффициенты ударного уширения $b_{CO_2-M_i}(T)$, были определены коэффициенты ударного уширения лини *R*22 $\gamma_{CO_2-M_i}(T)$ всеми рассмотренными буферными газами (см. рис. 3).



Рис. 3. Температурные зависимости коэффициентов ударного уширения линии *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂ буферными газами Ar (Δ), N₂ (●), O₂ (□) ,CO (×), N₂O (○) и их аппроксимации формулами типа (4) (штриховые линии)

				-, -	(-) (-)
	a_0	a_1, K^{-1}	n_1	n_2	$\gamma_{CO_2-M_i}(T_C)$	T_C , K
					, МГц/Тор	
Ar	0.418	0.00041	1.365	0.782	4.885	357
N_2	0.65	0.00005	1.571	1.055	5.738	358
O_2	0.5	0.00027	1.45	0.895	5.168	357
CO	0.698	0.00025	1.498	0.954	6.824	356
N_2O	0.673	0.00081	1.326	0.736	8.327	356

Таблица 1. Значения параметров, входящих в выражения (3) и (4)

В данной работе также были рассчитаны коэффициенты ударного уширения линии *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂ давлением CO и N₂O при температурах исследуемого интервала 300-700К полуэмпирическим методом [7]. Метод основан на полуклассической теории уширения линий и дополнен введением корректирующего фактора, параметры которого определяются с использованием нескольких значений экспериментальных данных. Полученные коэффициенты ударного уширения линий оксида углерода и закиси азота при различных температурах даны в таблице 2.

Таблица 2. Значения коэффициентов ударного уширения линии *R*22 перехода 10⁰0-00⁰1 молекулы CO₂ (в МГц/Тор) при взаимодействии с газами CO и N₂O.

Буферной газ	γ(<i>T</i> =296 K)	γ (<i>T</i> =400 K)	γ(<i>T</i> =500 K)	γ(<i>T</i> =600 K)	γ(<i>T</i> =700 K)
СО	5.78	4.72	4.03	3.54	3.17
N ₂ O	6.96	5.68	4.88	4.32	3.89

Список литературы

1. В.И. Стариков, Н.Н. Лаврентьева, Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов. Томск: Изд-во Инст. опт. атмосферы СО РАН, 308 с., (2006).

2. В. Виттеман, *СО*₂-лазер. М.: Мир, 360 с., (1990).

3. К.И. Аршинов, М.К. Аршинов, В.В. Невдах, Опт. и спектр., 112, № 6, 914-919, (2012).

4. T.W. Meyer, C.K. Rhodes, H.A. Haus, *Phys.Rev.A.*, **12**, №5, 1993-2008, (1975).

5. В.В. Невдах, К.И. Аршинов, Н.С. Лешенюк, Сб. труд. VIII Межд. конф. «Фундаментальные проблемы оптики–2014», СПб: Университет ИТМО, 121-123, (2014).

6. К.И. Аршинов, О.Н. Крапивная, В.В. Невдах, Опт. атм. и ок., 30, №3, 193-197, (2017).

7. A.D. Bykov, N.N. Lavrentieva, L.N. Sinitsa, Mol. Phys., 102, 1653-1658, (2004).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ОПЕРАТОРА СZ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ Киселев Ф.Д., Глейм А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Данная работа посвящена расчету диссипативной динамики квантового оператора CZ в линейно-оптической реализации. Учет оптических потерь в квантовых чипах, основанных на интегрированной оптике, необходим для контроля частоты работы и уровня ошибок возникающих при выполнении алгоритмов. В данной работе была рассчитана работа оператора CZ с потерями и проведено сравнение с идеальной работой оператора.

Квантовая информатика является одним из самых популярных направлений в современной науке. Теоретически было показано, что такие эффекты квантовой механики как суперпозиция и запутанность частиц позволяют производить быстрые вычисления [1], а также открывают новые возможности в криптографии [2]. Информация в квантовом компьютере кодируется в виде кубитов, квантовых единиц информации, каждый из которых способен находится в суперпозиции двух состояний $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Линейно-оптическая реализация квантового компьютера выделяется на фоне других высокими временами декогеренции и простотой кодирования кубитов [3]. Недостатком такой реализации является вероятностность работы много-кубитовых операторов. В данной работе рассматривается схема двух-кубитового оператора CZ с двухрельсовой кодировкой. Значение кубита в такой кодировке зависит от того, в каком из оптических волноводов находится фотон. Находясь в одном волноводе кубит будет иметь значение $|0\rangle$, в другом, соответственно, $|1\rangle$.

Выбранная для данной работы схема оператора состоит из трех светоделителей с коэффициентом деления $\eta = 0.33$ (Рис. 1). Вероятность правильной работы операции СZ без потерь для данной схемы равна 1/9. Рассматриваемая система состоит из шести оптических каналов и двух фотонов, каждый из каналов можеть бысть представлен в виде гильбертового пространства с размерностью 3. Данная размерность соответствует трем возможным фоковским состояниям: $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Для описания распространения двух фотонов в такой системе с учетом потерь используется уравнение Линдблада.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}, \rho \right] + \sum_{n} \frac{1}{2} \left[2\hat{C}_{n}\rho\hat{C}_{n}^{\dagger} - \rho\hat{C}_{n}^{\dagger}\hat{C}_{n} - \hat{C}_{n}^{\dagger}\hat{C}_{n}\rho \right]$$

Гамильтониан данного оператора выглядит следующим образом:

$$\widehat{H} = \sum_{i=1}^{6} \left\{ \widehat{a}_i^{\dagger} \widehat{a}_i + \sum_{j \neq i} \widehat{a}_i^{\dagger} \widehat{a}_j \right\}$$

Операторы Линдблада при этом имеют следущющий вид:

$$\hat{C}_i = \sqrt{\Gamma} \hat{a}_i$$

Где *i* — номер канала (от 1 до 6), а \hat{a}_i — соответствующий ему модовый оператор. Для расчета работы оператора была использована библиотека QuTiP на языке python. Вероятность срабатывания оператора была рассчитана в зависимости от коэффициента диссипации Г.



Рис. 1. Схема оператора СZ основанного на трех светоделителях с коэффициентом деления 0.33. 0 и 1 указывают на логические каналы в схеме. Неотмеченные каналы являются вспомогательными.



зависимости от коэффициента диссипации

от коэффициента диссипации

Результаты моделирования показывают экспоненциальное убывание вероятности правильной работы гейта (Рис. 2), а также снижение верности выходного состояния по сравнению с идеальной работой (Рис. 3). Такое серьезное снижение вероятности и верности может привести к неверной работе алгоритма. Дальнейшая работа предполагает рассмотрение экспериментальных данных потерь в волноводах для оценки работа данного гейта, а также других схем линейно оптических квантовых вычислений.

Список литературы

- 1. R.P. Feynman, Int. J. Theor. Phys. 21, 467–488 (1982).
- 2. Ardehali, M., H. F. Chau and H.-K. Lo, quant-ph/9803007, (1998).
- 3. Knill E., Laflamme R. Milburn G. J., Nature London 409 46, (2001).

КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ФАЗОВО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ГАУССОВЫХ, БЕССЕЛЕВЫХ И СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Толстик А.Л.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Продемонстрирована возможность управления поляризацией и фазой гауссовых и сингулярных световых пучков при записи поляризационных динамических голограмм в растворах красителей, а также изменения топологического заряда и поляризации бесселева светового пучка при его распространении в жидком кристалле.

Фазово-поляризационные преобразования световых полей привлекают повышенное внимание исследователей в последнее десятилетие в связи с возможностью одновременного изменения поляризации и топологического заряда светового пучка. Такая ситуация реализуется либо при использовании пространственно структурированной анизотропной среды, например, формируемой при поляризационной записи динамических голограмм [1], либо при использовании пространственно структурированных световых пучков и их распространении в анизотропных средах [2].

Как известно, когерентное взаимодействие гауссовых и сингулярных световых пучков приводит к записи сингулярных динамических голограмм [3]. Считывание такой голограммы гауссовым пучком позволяет получить сингулярный дифрагированный пучок, заряд которого может быть кратен заряду первоначального сингулярного пучка. При считывании такой голограммы волной на частоте, отличной от частоты записывающих голограмму волн, реализуется частотное преобразование, позволяющее получить сингулярный пучок на измененной частоте. При поляризационной голографической записи опорная и сигнальная волны поляризованы таким образом, что суммарная интенсивность остается постоянной и имеет место только пространственная модуляция состояния поляризации света в соответствии с разностью фаз записывающих голограмму волн [4]. В этом случае формируется анизотропная структура, дифракция на которой изменяет поляризацию дифрагированной волны.

В настоящей работе экспериментально исследовано когерентное взаимодействие ортогонально поляризованных гауссовых и сингулярных световых пучков в растворах красителей, а также спин-орбитальное взаимодействие, реализуемое при распространении бесселева светового пучка в нематическом жидком кристалле.

Поляризационная запись сингулярных голограмм была реализована в растворах полиметинового красителя 3274U и красителя родамин 6Ж на основной частоте генерации лазера на иттрий-алюминиевом гранате и частоте второй гармоники, соответственно. Для формирования сингулярного пучка использовались специально синтезированные голографические транспаранты на основе полиметилметакрилата, активированного фенантренхиноном, позволяющие работать с мощным импульсным лазерным излучением до 20 MBt/cm^2 . Поляризационная запись голограмм осуществлялась ортогонально поляризованными световыми пучками, в одном случае использовалось линейно-поляризованное излучение, в другом случае – пучки с ортогональными круговыми поляризациями. Указанные схемы отличаются пространственной структурой интерференционного поля. В первом случае имеет место периодическое изменение поляризации от линейной к эллиптической и к круговой, а во втором случае поляризация интерференционного поля всегда линейная, однако периодически меняется направление поляризации.

Экспериментально измеренные состояния поляризации дифрагированной волны при поляризационной голографической записи приведены в таблицах 1, 2.

Таблица 1. Состояния поляризации дифрагированной волны при линейной ортогональной поляризации записывающих голограмму волн

Ponuu	Поляризация							
волны	:	1-й порядок	й порядок дифракции 2-й г		2-й порядок	порядок дифракции		
Опорная	\uparrow	\rightarrow	\rightarrow	\rightarrow	\uparrow	\rightarrow	\rightarrow	\rightarrow
Сигнальная	\rightarrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow	\rightarrow	\uparrow	\uparrow	\uparrow
Считывающая	\uparrow	\uparrow	ð	Q	\uparrow	\uparrow	ð	Q
Дифрагированная	\rightarrow	\rightarrow	ð	ð	\uparrow	\uparrow	0	Q

Таблица 2. Состояния поляризации дифрагированной волны при круговой ортогональной поляризации записывающих голограмму волн

Волны	Поляризация							
Опорная	Ò	Ó	Ō	Ŏ				
Сигнальная	Ó	Ó	Ŏ	0				
Считывающая	\uparrow	\rightarrow	Ò	Ó				
Дифрагированная	Ó	Ó	Ó	x				

Видно, что при дифракции на поляризационных динамических решетках поляризация дифрагированной волны ортогональна поляризации считывающей волны (табл. 1, 1-й и 2-й столбцы). При считывании поляризационной решетки волной с круговой поляризацией поляризация дифрагированной волны остается круговой, но направление вращения меняется на противоположное (табл. 1, 3-й и 4-й столбцы). Указанная закономерность характерна для поляризационных решеток при дифракции в первый порядок. Ситуация меняется на противоположную при дифракции во второй порядок. Экспериментально установлено, что в этом случае поляризация дифрагированной волны будет совпадать с поляризацией считывающей волны (табл. 1, 5-й – 8-й столбцы).

При интерференции опорной и сигнальной волн в случае, когда обе волны имеют взаимно ортогональные круговые поляризации, ситуация также меняется. Восстановление такой голограммы волнами как с линейной, так и с круговой поляризацией позволяет получить дифрагированную волну с круговой поляризацией, причем поляризация дифрагированной волны совпадает с поляризацией сигнальной волны независимо от направления линейной поляризации (табл. 2, 1-й и 2-й столбцы), а также при поляризации считывающей волны, совпадающей с поляризацией опорной (табл. 2, 3-й столбец). В случае восстановления голограммы волной с круговой поляризацией, ортогональной поляризации опорной волны, дифракция отсутствует (табл. 2, 4-й столбец). Такую ситуацию можно объяснить тем, что дифракция имеет место только когда решетка считывается волной с круговой поляризацией, совпадающей с поляризацией опорной волны. При восстановлении поляризационной голограммы волной с линейной поляризацией считывающую волну можно представить в виде двух ортогонально поляризованных волн с круговыми поляризациями, при этом вклад в дифракцию дает только одна из этих волн. Сказанное объясняет наблюдаемую закономерность, что при восстановлении голограммы волной с линейной поляризацией дифракционная эффективность в два раза ниже, чем при восстановлении волной с круговой поляризацией, совпадающей с поляризацией опорной волны.

Для реализации фазово-поляризационного преобразования бесселевых световых пучков использовались фазовые эффекты, характерные для пучков, распространяющихся в двулучепреломляющих кристаллах под разными углами. В этом случае возможна реализация спин-орбитального преобразования, когда одновременно с изменением поляризации изменяется и топологический заряд бесселева пучка [2]. Нами предложено использовать для этого жидкие кристаллы (ЖК), обладающие аномально высокой анизотропией $\Delta n = n_e - n_o \sim 0.1 - 0.4$. При

использовании нематического ЖК-1289 реализовано преобразование спиновой и орбитальной составляющих углового момента бесселева светового пучка при его распространении в электрически управляемой ЖК ячейке с толщиной слоя 20 мкм. При гомеотропно ориентированном директоре нематического ЖК (реализуется при напряжении выше 10 В) и нормальном падении бесселева пучка нулевого порядка на ЖК ячейку получен бесселевый пучок второго порядка. При этом коэффициент преобразования зависит от толщины ЖК слоя и конусности бесселева пучка. Использование эффекта Фредерикса, связанного с переориентацией директора ЖК под действием электрического поля, позволил также реализовать управление спин-орбитальным взаимодействием.

Таким образом, приведенные в работе результаты демонстрируют возможности преобразования топологической структуры и поляризации сингулярных и бесселевых световых пучков с использованием схем поляризационной голографической записи, а также электрически управляемых ЖК элементов. Сочетание поляризации излучения и топологического заряда в качестве информационных параметров позволяет на новых принципах осуществлять кодирование информации и увеличить объемы передаваемой информации. Преобразование части бесселева светового пучка нулевого порядка в пучок второго порядка и их последующее взаимодействие представляет интерес для решения задач оптической микроскопии при формировании бездифракционных световых пучков с заданными характеристиками.

Список литературы

1. D.V.Gorbach, S.A.Nazarov, O.G.Romanov, A.L.Tolstik, Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 18, (2), 149–156, (2015).

2. V.N.Belyi, N.A.Khilo, N.S.Kazak, A.A.Ryzhevich, A.Forbes, *Optical Engineering*, 50, 059001, (2011).

3. А.Л.Толстик, Известия вузов. Физика, **58**, (10), 65–73, (2015).

4. S.D.Kakichashvili, Opt. Spectrosc. 33, 171–173, (1972).

СТАБИЛИЗАЦИЯ КЕРРОВСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКИ С ПОМОЩЬЮ ПРИВЯЗКИ К АТОМНОМУ ПЕРЕХОДУ Шитиков А.Е.*,**, Терентьев Р.В.*,***, Балыбин С.Н.*,**, Биленко И.А.*,**, Лобанов В.Е.*, Городецкий М.Л.*,**

*Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия **Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия ***Химический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе исследуется возможность реализации автоматической подстройки собственной частоты микрорезонатора, в котором возбуждается керровская частотная гребенка, на частоту лазера, привязанного к частоте атомного перехода.

Микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ) могут обладать сверхвысокими добротностями в оптическом диапазоне (>10⁹), что позволяет использовать их для практической реализации многих интересных нелинейных эффектов, в том числе и для генерации керровских частотных гребенок [1]. Оптические гребенки, генерируемые в микрорезонаторах, могут стать основой для создания нового класса компактных приборов для спектроскопии, прецизионных измерений, радиофотонных СВЧ генераторов.

Применение микрорезонаторов с МШГ позволяет получить гребенку при накачке обычным полупроводниковым лазером. Недостатком такой схемы является недостаточная долговременная стабильность, связанная с дрейфом резонансных частот самого микрорезонатора. Существенное повышение стабильности на временах, превышающих 1...10 секунд дает привязка одной из собственных частот микрорезонатора к частоте атомного перехода. В работе [2] применение дополнительного лазера, вторая гармоника которого была привязана к D2 линии Rb, а первая использовалась для подстройки частоты микрорезонатора позволила достичь величины дисперсии Алана, вычисленной для сигнала биений на частоте 27.5 ГГц между линиями гребенки, формируемой основным лазером, на уровне 10-11. Необходимость использования второго лазера и удвоителя была связана с тем, что когерентные оптические гребенки обычно наблюдаются в области частот с аномальной дисперсией групповых скоростей (ДГС), в данном случае в близи 1560 нм, в то время, как частоты переходов щелочных металлов, используемые для стабилизации, лежат в диапазоне 700...900 нм. В этом диапазоне дисперсия групповых скоростей для кристаллических микрорезонаторов из CaF2 и MgF2, имеющих наивысшую добротность, нормальная.

Однако в работе [3] было показано, что в области нормальной ДГС когерентные частотные гребенки могут быть реализованы в виде солитоноподобных импульсов особой формы, платиконов. Стоит отметить, что генерация платиконов в несколько раз эффективнее с точки зрения преобразования энергии накачки в энергию гребенки по сравнению с солитонами в области аномальной ДГС, что имеет особенное значения для многих практических приложений. За последние годы было предложено несколько способов для реализации условий для генерации платиконов: использование локального дефекта дисперсии, вызванного взаимодействием мод [3], использование модуляции накачки на частоте, равной области свободной дисперсии (ОСД) или на ее субгармониках, или двухчастотной накачки с частотным расстоянием равным ОСД [4], использование затягивания частоты лазера резонатором, в котором будут генерироваться диссипативные солитоны. Однако в основном исследование свойств платиконов, их динамики и методов генерации ограничивалось численным моделированием [3-5].

Целью данной работы является привязка полупроводникового лазера с длиной волны 894 нм к D1 линии ¹³³Cs и формирование с его помощью оптической частотной гребенки. В данной работе планируется использовать накачку, модулированную на частоте 9...11 ГГц. На первом этапе продемонстрирована субдоплеровская спектроскопия ячейки, содержащей пары цезия и привязка частоты лазера к склону резонанса линии D1. В дальнейшем будет реализована схема Паунда-Дривера для привязки к центру резонансной кривой, тепловая подстройка частоты микрорезонатора и исследование параметрической генерации в микрорезонаторе при возлействии модулированной накачки. Также, будет проведен анализ факторов. ограничивающих стабильность гребенки в данной схеме и исследование возможности

наблюдения когерентного пленения населенностей сверхтонкого расщепления основного состояния ¹³³Cs при воздействии модулированной и многочастотной накачки [3] для контроля величины межмодового интервала микрорезонатора.

В качестве источника накачки использовался диодный лазер с внешним резонатором с центральной длиной волны 894.6 нм с возможностью её перестройки на ± 2 нм. Излучение лазера накачки по оптическому волокну попадает в блок, содержащий ячейку с парами ¹³³Cs и оптическую схему для реализации насыщающей спектроскопии. Мощность излучения, попадающего в ячейку, не превышает 0.5 мВт. Сколлимированный лазерный луч попадает на оптическую схему из светоделителя и зеркал, направляющий лучи навстречу друг другу. Результатом применения схемы спектроскопии насыщенного поглощения является возможность разрешить узкие пики, не подверженные доплеровскому уширению. Разность между двумя провалами соответствует расстоянию между линиями поглощения ¹³³Cs $\Delta \omega = 1167$ МГц, отсюда ширина внутридоплеровских пиков ≈ 5 МГц, что позволяет осуществить привязку лазерного источника к атомным переходам, для обеспечения долговременной стабильности частоты.

Для экспериментального исследования методов генерации оптических частотных гребенок в области нормальной ДГС была разработана экспериментальная установка на основе эффекта затягивания диодного лазера на МШГ микрорезонатор на длине волны 780 нм. Использовались резонаторы из MgF₂ диаметром 3 и 4 мм, добротность которых превышала 10⁹, материальная ДГС для вышеприведенных длин волн является нормальной. Связь с микрорезонатором осуществлялась по средством призмы, уровень связи достигал 30%. Выходной пучок собирался в оптическое волокно и направлялся в оптический анализатор спектра. Для реализации эффекта затягивания использовался перестраиваемый диодный лазер с внешним резонатором Фабри-Перо, мощностью 100 мВт.

На длине волны 780 нм помимо гребенок, обладающих качественным сходством с гребенками, полученными на 1064 нм, неоднократно детектировались платиконоподобные спектры шириной 1-5 нм. Ширина линии разностной частоты сигнала биений между линиями гребенки составляла менее 1 кГц и детектировалась на частоте, соответствующей ОСД микрорезонатора.

Работа выполняется при финансовой поддержке РФФИ (проект 17-0200522).

Список литературы

- 1. T. Herr, K. Hartinger, J. Riemensberger et. al., Nat. Photon., 6, 480–487, (2012).
- 2. Liang, Wei, et al., *IEEE Photonics Journal*, 9.3 1-11, (2017).
- 3. V.E. Lobanov et. al. // Opt. Exp. 2015. V. 23, № 6. 7713 7721.
- 4. V.E. Lobanov, G. Lihachev and M. Gorodetsky // Europhys. Lett. 2015. V. 112, № 5. 54008.
- 5. V.E. Lobanov et. al. // Eur. Phys. J. D 2017. V. 71, № 7. 2017.

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНО ИЛИ АЗИМУТАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТОВОГО ПУЧКА В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ Рыжевич А.А.*, Хило Н.А*, Балыкин И.В.* **

*Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь **Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Описан метод и устройство для формирования в двуосном кристалле в условиях конической рефракции конического когерентного монохроматического светового пучка, обладающего радиальной либо азимутальной поляризацией. Разработана методика для определения оптимальных параметров устройства.

Интерес к радиально и азимутально поляризованным световым пучкам объясняется, прежде всего, инвариантностью особенностей их отражения от цилиндрических и конических поверхностей даже при больших углах падения, благодаря чему можно производить контроль качества изделий, имеющих аксиальную симметрию, с большей точностью, чем с помощью линейно поляризованных световых пучков, а также формировать аксиально симметричные перетяжки линзовыми системами с высокой числовой апертурой. Радиально поляризованные пучки, сфокусированные объективами с высокой числовой апертурой, имеют в фокусе сильную нераспространяющуюся продольную составляющую электрического поля и могут обеспечить существенно меньшие размеры светового пятна в фокусной плоскости по сравнению с линейно и циркулярно поляризованными пучками, благодаря чему позволяют обеспечить высокую точность лазерной обработки материалов, высокую плотность мощности в месте взаимодействия излучения с веществом. Кроме того, они могут быть использованы для захвата и манипуляции частицами меньших размеров, чем это возможно с пучками, имеющими линейную или циркулярную поляризацию.

Нами экспериментально изучены закономерности преобразования конических световых пучков различных поляризаций в двуосных кристаллах, ориентированных вдоль бинормали [1, 2]. На этой основе нами предложено устройство для формирования конических световых пучков с радиальной или азимутальной поляризацией, а также конических световых пучков с линейной поляризацией, обладающих винтовой дислокацией волнового фронта (ВДВФ). Схема устройства показана на Рис. 1.

В качестве лазера 1 может использоваться любой лазер, генерирующий монохроматическое излучение. Лазерное излучение должно быть линейно поляризовано в самом лазере либо с помощью поляризатора. Электрический вектор электромагнитного поля излучения лазера должен быть для определенности ориентирован либо вертикально, либо горизонтально. Наличием или отсутствием в схеме полуволновой пластинки 2 можно переключать ориентацию вектора с горизонтальной на вертикальную или наоборот. Затем линейно поляризованный световой пучок пропускается через систему из двух положительных линз 3 и 4, составляющих телескоп. Между ними размещается коническая линза (аксикон) 5, формирующая конический световой пучок, проходящий через двуосный кристалл (например, КТР) 6, кристаллографическая ось Х которого лежит в плоскости его оптических осей (бинормалей) и перпендикулярна той бинормали, вдоль которой ориентирован кристалл. Ось У кристалла перпендикулярна оси Х кристалла и перпендикулярна плоскости бинормалей кристалла. Если плоскость колебаний напряженности электрического поля входного пучка параллельна оси Х кристалла, на выходе из кристалла получают радиально поляризованный конический световой пучок, если плоскость колебаний напряженности электрического поля входящего светового пучка параллельна оси У кристалла, на выходе в соответствии с [1] получают азимутально поляризованный конический световой пучок. С помощью положительной сферической линзы 7 конический пучок можно преобразовать в фокусной плоскости линзы в кольцевое поле, характеристики которого, в т.ч. поляризация, определяются посредством поляризатора-анализатора 8 и ССД-камеры 9, сопряженной с компьютером 10. Плавное изменение угла конусности конического пучка достигается перемещением аксикона 5 внутри телескопа с помощью электромеханического узла, состоящего из механического транслятора 11, моторизованного актуатора 12 модели Z825B (производства «Thorlabs», США) и контроллера двигателя 13, сопряженного с компьютером 10.
Наличие данного электромеханического узла позволяет механизировать и упростить процесс подстройки угла конусности пучка, исключив грубые касания, искажающие оптическую схему. При наличии в схеме устройства четвертьволновых пластинок 14 и 15 и анализатора 8, оно в соответствии с [2] преобразует входное линейно поляризованное в выходное линейно поляризованное излучение с ВДВФ первого порядка либо без ВДВФ.

Выходные конические световые пучки с ВДВФ первого порядка в зоне самоинтерференции представляют собой бесселевы световые пучки первого порядка (Рис. 2 и 3), которые благодаря наличию минимума интенсивности на своей оси могут иметь широкое применение для обработки материалов, точного локального воздействия на среды, окружающие биологические структурные единицы (клетки, органеллы) без непосредственного воздействия на сами структурные единицы, для управления микрочастицами, взвешенными в жидкой среде, если показатель преломления частиц меньше, чем у среды, а также для управления пучками охлажденных атомов в нанотехнологиях.



Рис. 1. Конструкция устройства для формирования радиально или азимутально поляризованного светового пучка (номерные позиции описаны в тексте)



Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении есселева светового пучка первого порядка (БСП₁)

На практике искать оптимальный угол для максимальной «перекачки» мощности начального пучка в пучок с ВДВФ проще и удобнее по минимальной мощности выходного пучка без ВДВФ. В зоне самоинтерференции данный конический световой пучок представляет собой бесселев световой пучок нулевого порядка (БСП₀). Наличием или отсутствием в схеме полуволновой пластинки 2 в данном случае задается наличие или отсутствие в выходном пучке ВДВФ. Электромеханический узел с актуатором в данном случае позволяет осуществить практически полное преобразование входного конического светового пучка без ВДВФ в выходной без ВДВФ, что в данном случае выражается в падении практически до нуля интенсивности выходного пучка при оптимальном угле конусности конического пучка, падающего на кристалл (Рис. 4).

Оптимальные углы конусности конического светового пучка, падающего на кристалл, должны согласно [2] составлять $\gamma = \arcsin((2n+1)\lambda/(4\alpha L))$, где n – любое целое число, λ – длина волны излучения, α – параметр анизотропии используемого двуосного кристалла, L – толщина (длина) этого кристалла. Наиболее удобно экспериментально реализуется оптимальный угол, соответствующий n = 0.

Для формирования радиально и азимутально поляризованных световых пучков пластинки 14 и 15 должны отсутствовать в схеме устройства. Наличие или отсутствие полуволновой пластинки 2 задает азимутальную либо азимутальную поляризацию выходного пучка. При этом оптимальные углы для наиболее полной перекачки мощности в выходной радиально/азимутально поляризованный пучок такие же, как и оптимальные углы для формирования пучков с ВДВФ.

Выходные конические световые пучки с азимутальной либо радиальной поляризацией в зоне самоинтерференции при отсутствии в схеме анализатора 8 также представляют собой БСП₁ с распределениями интенсивности, аналогичными показанным на Рис. 2 и 3.









Наличие у выходного пучка радиальной поляризации подтверждается посредством вращения анализатора 8 вокруг оси светового пучка. При этом в пучке после анализатора возникает модуляция интенсивности с провалами до нулевого значения, подтверждающая наличие ориентации электрических векторов, лежащих в радиальных направлениях (Рис. 5). Световое поле с азимутальной поляризацией без анализатора 8 выглядит абсолютно так же, как и поле с радиальной поляризацией. Однако с анализатором 8 темные секторы, модулирующие интенсивность, повернуты на 90 градусов относительно таковых для пучка с радиальной поляризацией (Рис. 6).



Рис. 5. Распределение интенсивности в поперечном сечении выходного пучка с радиальной поляризацией



Рис. 6. Распределение интенсивности в поперечном сечении выходного пучка с азимутальной поляризацией

Список литературы

1. N.A. Khilo, T.S.M. Al-Saud, S.H. Al-Khowaiter, M.K. Al-Muhanna, S.V. Solonevich, N.S. Kazak, A.A. Ryzhevich, *Opt. Comm.*, **285**, №24. 4807-4810, (2012).

2. T.A. King, W. Hogervorst, N.S. Kazak, N.A. Khilo, A.A. Ryzhevich, *Opt. Comm.*, **187**, № 4-6, (2001).

ВЛИЯНИЕ ОТСТРОЕК НАКАЧИВАЮЩИХ ПОЛЕЙ НА ПОЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ЩЕЛОЧНЫХ АТОМОВ С НУЛЕВОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ

Бобрикова В. А., Попов Е. Н.

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

В данной работе рассмотрена схема оптической накачки спиновой поляризации паров щелочного металла, при которой достигается нулевая намагниченность среды. Исследуется влияние отстроек полей от частот атомных переходов D1-линии на условия получения требуемых состояний.

После создания полуклассической теории взаимодействия излучения с активной средой [1] стали активно развиваться исследования оптической накачки атомов. Особую популярность прибрела тема накачки спиновой поляризации паров щелочных металлов в газовой ячейке. Газовые ячейки широко применяются в качестве чувствительных элементов в устройствах магнитометрии и инерциальной навигации [2, 3].

Одной из нерешённых задач в области исследования оптической накачки в газовых ячейках является возникновение намагниченности в ансамблях атомов щелочных металлов с наведённой спиновой поляризацией. Мы предлагаем способ получения поляризованных состояний атомов с нулевой намагниченностью путём накачки двумя полями ортогональных круговых поляризаций. Нами была построена модель взаимодействия ансамбля горячих атомов щелочного металла ⁸⁷Rb с излучением в условиях столкновительной релаксации с молекулами азота N₂. При определённых соотношениях интенсивностей накачивающих полей действительно удалось получить состояния с отличной от нуля спиновой поляризацией и нулевой намагниченностью.



Рисунок. Кривые поляризованных состояний с нулевой намагниченностью при разных отстройках накачивающих полей

Интересно, что при различных отстройках оптических полей от частот перехода между сверхтонкими уровнями D1-линии обнаружилось изменение условий формирования требуемых состояний. Ниже приведены кривые соотношений между частотами Раби с различными отстройками, где намагниченность обращается в нуль. На Рис. цифрами обозначены: 1 – частота первого поля соответствует переходу $F=1\leftrightarrow F'=1$, второго – $F=2\leftrightarrow F'=1$, где F – полный момент атома, возбуждённый уровень обозначен штрихом; $2 - F=1\leftrightarrow F'=2$ и $F=2\leftrightarrow F'=1$, $3 - F=1\leftrightarrow F'=1$ и $F=2\leftrightarrow F'=2$, $4 - F=1\leftrightarrow F'=2$ и $F=2\leftrightarrow F'=2$.

Для исследования выбран диапазон нижних частот, при которых кривые носят квазилинейный характер. Только при частотах полей, соответствующих переходам F=1 \leftrightarrow F'=2 и F=2 \leftrightarrow F'=1, зависимость уже уходит в насыщение (нижний Рис., кривая 4). Прослеживается разный наклон характеристик: при настройке полей на переходы F=1 \leftrightarrow F'=2 и F=2 \leftrightarrow F'=1 (нижний Рис., кривая 3) для получения искомых состояний требуется большая интенсивность второго поля.

Сравнивая нижний и верхний графики, можно заметить, что при некоторых отстройках полей возникают предельные значения Ω_l , меньше которых отсутствует возможность подготовки требуемых состояний.

Таким образом, варьируя отстройки полей накачки от резонансов с атомными переходами, можно изменять условия получения поляризованных состояний с нулевой намагниченностью.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научнотехнологического комплекса России на 2014–2020 годы" (соглашение #14.578.21.0211, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI57816X0211).

Список литературы

- 1. W. Happer Optical pumping, Review of modern physics, 44, 169-250 (1972).
- 2. D. Meyer, M. Larsen, *Gyroscopy and Navigation*, **5**, №2, 75-82 (2014).
- 3. Е. Б. Александров, А. К. Вершовский, А. С. Пазгалёв, ЖТФ, 76, №7, 108-112 (2006).

МНОГОЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ОТКЛИК ОПТИЧЕСКОГО МИКРОСПУТНИКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПО СОЛНЕЧНОЙ ГЕОСИНХРОННОЙ ОРБИТЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ОПТИКИ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД Гладышев В.О., Струнин А.Д., Кауц В.Л., Каютенко А.В.,

Шарандин Е.А.

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

Проведены расчеты процессов распространения когерентного электромагнитного излучения в движущейся линзе Люнеберга (эталонный спутник системы ГЛОНАСС). Разработанная модель включает дисперсионные уравнения; кинематические уравнения; уравнения для расчета многолучевого интерференционного отклика и уравнения для расчета дисперсии материала линзы.

Повышение точности определения положения навигационного спутника из группировки ГЛОНАСС может быть обеспечено при помощи оптического сегмента глобальной системы позиционирования. Главным элементом оптической системы, предназначенной для формирования эталонных отраженных сигналов, является сферическая линза Люнеберга [1].

Анализ показывает, что при расчете оптических систем спутниковой лазерной дальнометрии следует учитывать эффекты оптики движущихся сред, которые оказывают влияние на точность решения задач геопозиционирования.

Для описания процессов распространения когерентного электромагнитного излучения в движущейся линзе Люнеберга была построена математическая модель, учитывающая эффекты оптики движущихся сред (эффект Доплера, эффект Физо, нарушение закона Снеллиуса). Модель включает дисперсионные уравнения; кинематические уравнения; уравнения для расчета многолучевого интерференционного отклика и уравнения для расчета дисперсии материала линзы.

Дисперсионные уравнения позволяют рассчитать частоту, а также тангенциальные и нормальные компоненты волнового вектора на каждой оптической поверхности при преломлении и отражении. Также определяются фазовая скорость электромагнитной волны и углы преломления и отражения в геометрическом приближении. Кинематические уравнения позволяют учесть смещение линзы за время распространения в ней электромагнитного излучения. Полученные уравнения образуют рекуррентную систему.

Ранее авторами работы [2] было показано, что при отражении оптического излучения от движущейся линзы Люнеберга происходит асимметричное угловое отклонение и перемешивание лучей, которое зависит от скорости движения линзы. В работе [3] показано, что во вращающейся линзе дополнительно происходит угловое отклонение лучей вследствие искривления траектории.

В данной работе выполнены расчеты пространственного формирования интерференционного оптического отклика от движущегося микроспутника в виде линзы Люнеберга с учетом эффектов электродинамики движущихся сред. Расчеты были выполнены для параметров автономного спутника «БЛИЦ», который двигался по орбите высотой h = 835 км со скоростью 7500 м/с. Линза Люнеберга состояла из центрального шара радиуса $R_2 = 53,5$ мм и внешнего мениска радиуса $R_1 = 85$ мм, при этом половина внешнего мениска имела зеркальное покрытие.

Центральный шар был изготовлен из тяжелого флинта с показателем преломления $n_2 = 1,76470$, а внешний мениск – из лёгкого крона с показателем преломления $n_1 = 1,47290$, длина волны лазерного излучения $\lambda = 532$ нм.

Для построения распределения интенсивности по сечению в области регистрации на земной поверхности сделаны расчеты траекторий, амплитуд и фаз для большого количества световых лучей. Затем рассчитана интерференция для лучей, попадающих в каждый интервал по отдельности. В данной задаче был выбран интервал 1м, причем его уменьшение не приводило к изменению распределения интенсивности.

На основе численных расчетов 20000 лучей построены графики распределения интенсивности отраженного излучения на земной поверхности при разных скоростях спутника (Рис.):



Рисунок. Графики распределения интенсивностей излучения а) при скорости спутника V = 0 _{M/c} б) при скорости V = 7500 _{M/c}

На графиках виден центральный максимум – пик, причем его интенсивность сопоставима или меньше интенсивности боковых. При росте скорости наблюдается увеличение расстояния от центрального пика до боковых пиков. Формирование боковых пиков возникает в дальней зоне приема (на земной поверхности) вследствие малых углов отклонения лучей.

Показано, что для корректировки распределения интенсивности (сдвига пиков интенсивности в область приема), можно изменять геометрические характеристики оптической системы. При этом с ростом радиуса внешнего мениска наблюдается уменьшение расстояния между центральным и боковыми пиками интенсивности.

Таким образом, в результате выполненных расчетов показано, что распределение интенсивности отраженного интерференционного сигнала зависит от скорости движения линзы по орбите. Наличие скорости у спутника слабо влияет на распределение интенсивности лучей малых углов падения на линзу, формирующих сигнал в области приема, но значительно меняет распределение интенсивности лучей, имеющих значительную величину угла падения и в целом значительно ослабляет сигнал из-за перераспределения интенсивности.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании оптического сегмента ГЛОНАСС нового поколения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-02-00488 а и № 16-08-00618 а.

Список литературы

1. V.D. Shargorodsky, V.P. Vasiliev, M.S. Belov, I.S. Gashkin, N.N. Parkhomenko, Proc. 15th International Workshop on Laser Ranging, Canberra, Australia, 566-570, (2006).

2. В.О. Гладышев, А.А. Терешин, Опт. и спектр., 120, №5, 822-830 (2016).

3. В.О. Гладышев, А.А. Терешин, Д.Д. Базлева, *Письма в ЖЭТФ*, **103**, №7, 501-503, (2016).

ВОЛНОВОДНЫЕ РЕЖИМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЛЬ И ДИНАМИКА КВАНТОВОЙ БОЗЕ – ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Сазонов С.В.

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

Предложена процедура аналитического исследования динамики солитонов в градиентных волноводах, основанная на усредненном вариационном принципе. Показано, что в рамках этого подхода солитонные параметры подчиняются обобщенному уравнению Гросса – Питаевского для квантовой бозе-жидкости во внешнем поле.

Современная наука об оптических солитонах охватывает их временную длительность от нано- до единиц фемтосекунд. При этом спектр солитонов лежит в интервале от долей терагерца до видимых и ультрафиолетовых частот. Свойство относительной устойчивости солитонов позволило высказать мысль об их возможном использовании в системах оптической связи. Здесь очень важен вопрос их устойчивости относительно самофокусировки и дефокусировки. Процесс самофокусировки в определенных ситуациях способна остановить дифракция. При этом формируются пространственно-временные солитоны или «световые пули». В других ситуациях такая компенсация невозможна.

В некоторых случаях к равновесию дифракции и нелинейности может привести линейная рефракция, создаваемая градиентным волноводом с неоднородным распределением в его поперечном сечении линейного показателя преломления. Здесь возникает вопрос о том, как аналитически учесть влияние градиентного волновода. Действительно, в данном случае нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных размерности (3+1) содержит еще и слагаемые, коэффициенты которых зависят от поперечных координат **r**₁ [1].

В настоящей работе предлагается следующая процедура, восходящая к работам [2 – 5]. На первой стадии отбрасываются слагаемые, содержащие коэффициенты, зависящие от поперечных координат и производные по ним. Остается уравнение (или система), порождающая сугубо временной солитон. Решение в виде временного солитона предполагается известным. Для учета отброшенных слагаемых делается предположение, что параметры временного солитона неизвестным образом зависят от координат (так называемые пробные решения). Чтобы определить данные зависимости, исходному уравнению сопоставляется плотность лагранжиана. Сюда подставляется пробное решение и получившееся выражение интегрируется по времени (по «быстрой» переменной). Таким образом получается «усредненный лагранжиан» (УЛ). Затем с использованием полученного УЛ для солитонных параметров записываются уравнения Эйлера. Эта процедура составляет суть усредненного вариационного принципа.

Полученная система уравнений для солитонных параметров совпадает с нелинейными уравнениями двумерного течения квантовой бозе-жидкости:

_

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} + \nabla_{\perp} \left(\rho \nabla_{\perp} \varphi \right) = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\left(\nabla_{\perp} \varphi\right)^2}{2} + \int \frac{dp}{\rho} - f(\mathbf{r}_{\perp}) = \alpha \frac{\Delta_{\perp} \sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}.$$
(2)

Здесь ρ - солитонный параметр (плотность бозе-жидкости), связанный с амплитудой и длительностью солитона, φ - солитонный эйконал (потенциал скоростей бозе-жидкости), α - постоянная, учитывающая дифракцию солитона (квантовое давление бозе-жидкости), $f(\mathbf{r}_{\perp})$ - функция, учитывающая зависимость линейного показателя преломления волновода от поперечных координат (плотность потенциальной энергии внешнего поля, в которое помещена бозе-жидкость), $p(\rho)$ - эффективное «давление» бозе-жидкости; зависимость $p(\rho)$ определяется зависимостью фазовой скорости солитона от его длительности.

Данная квантовая гидродинамическая система с помощью преобразования Маделунга [1]

$$\Phi = \sqrt{\rho} \exp\left(i\frac{\varphi}{2a}\right),$$

где а - постоянная, сводится к обобщенному уравнению Гросса – Питаевского [6]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -a\Delta_{\perp} \Phi - b \left| \Phi \right|^n \Phi - f(\mathbf{r}_{\perp}) \Phi, \qquad (3)$$

где Φ - комплексная функция, содержащая зависящие от координат солитонные параметры, z - ось, совпадающая с направлением распространения солитона, b - постоянная, n - степень нелинейности, определяемая, как и постоянная b, зависимостью $p(\rho)$ и принимающая различные значения для разных ситуаций (для фундаментального солитона нелинейного уравнения Шредингера и длинно-коротковолнового солитона, описывающего генерацию терагерцового излучения, n = 4, для солитонного режима генерации второй гармоники n = 4/3).

Качественный анализ, а также анализ приближенных аксиально-симметричных решений данной системы уравнений позволяет делать выводы об устойчивом или неустойчивом распространении солитонов. При этом в каждом конкретном случае могут быть получены условия на характер неоднородности показателя преломления в поперечном сечении волновода, а также на входные условия для солитона, при которых возможно его устойчивое распространение на большие расстояния.

Таким образом, удается исследовать распространение фундаментальных солитонов, описываемых обобщенным нелинейным уравнением Шредингера. Кроме того, рассмотрены нелинейные процессы генерации второй гармоники и терагерцового излучения.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 17 – 11 – 01157).

Список литературы

1. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, Оптические солитоны, М.: Физматлит, 2005.

2. С.К. Жданов., Б.А. Трубников, ЖЭТФ, 92, 1612 – 1618, (1987).

3. С.К. Жданов, Б.А. Трубников, Квазигазовые неустойчивые среды, М.: Наука, 1991.

4. С.В. Сазонов, ЖЭТФ, **130**, 145 – 160, (2006).

5. S.V. Sazonov, M.S. Mamaikin, M.V. Komissarova, and I.G. Zakharova, Phys. Rev. E, 96, 022908-1 - 022908-9, (2017).

6. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Теоретическая физика, Т. 9: Статистическая физика, М.: Наука, 1978.

ОБРАТИМАЯ ФОТОДЕГРАДАЦИЯ ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ag2S, ПАССИВИРОВАННЫХ ТИОГЛИКОЛЕВОЙ КИСЛОТОЙ

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

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Представлены результаты исследований деградации оптических свойств коллоидных квантовых точек (КТ) Ag_2S средним размером 2.4 ± 0.02 нм, пассивированных тиогликолевой кислотой (TGA). Установлено уменьшение интенсивности фотолюминесценции коллоидных КТ Ag_2S при облучении лазерным излучением на длине волны 445нм и 660 нм. Наблюдаемый эффект интерпретирован как фотохимическая реакция формирования под действием возбуждения новых каналов безызлучательной рекомбинации в КТ Ag_2S .

Полупроводниковые коллоидные КТ Ag₂S являются перспективными материалами для современной науки и техники, благодаря своим уникальным размерно-зависимым оптическим свойствам [1, 2]. Наиболее актуальной признается разработка и использование коллоидных КТ Ag_2S в качестве люминесцентных маркеров биообъектов для in vitro и in vivo приложений [1, 2]. Подтверждением этого является множество современных методик синтеза, которые позволяют получать КТ Ag₂S средним размером 2-3 нм с интенсивной люминесценцией в области терапевтического окна прозрачности биотканей (900-1400 нм), для которой характерна слабая размерная зависимость, и значительный стоксов сдвиг относительно полосы поглощения (350-550 нм). Более того КТ Ag₂S обладают сверхнизким пределом растворимости, что предполагает минимальное высвобождение ионов Ag⁺ в биологическую среду. Все вышеперечисленные химические и спектральные свойства КТ Ag₂S делают их перспективными материалами для оптической визуализации во втором биологическом окне прозрачности биотканей. Однако, фотохимическая активность самого соединения сульфида серебра и известные в настоящее время фотопроцессы в коллоидных КТ Ag₂S, инициируемые воздействием лазерного излучения ставят проблему достижения долгосрочной стабильности спектральных свойств КТ Ag₂S, и, следовательно, ограничение их применимости [3, 4]. Выявление физических механизмов фотостабильности люминесцентных свойств КТ Ag2S предоставит возможность для управления люминесцентными свойствами КТ Ag₂S, что важно для создания специфических биометок и систем регистрации информации. Решением проблемы управления люминесцентными свойствами КТ Ag₂S может стать подбор поверхностного окружения, в сочетании с инициированием процессов фоторастворения КТ, залечиванием интерфейсных дефектов в условиях фотовозбуждения в присутствии лигандов или специфической атмосферы.

В данной работе представлены результаты исследования фотодеградации ИК люминесценции ансамблей коллоидных КТ Ag₂S средним размером 2.4±0.02 нм, пассивированных тиогликолевой кислотой (далее КТ Ag₂S/TGA).

Коллоидные КТ Ag₂S/TGA, получали путём сливания двух перкурсоров. Первый – AgSCH₂COONa, получаемый при смешивании водных растворов AgNO₃ и TGA в эквимолярных соотношениях, с последующим доведением при помощи NaOH уровня pH до 10. Второй – свежеприготовленный раствор Na₂S. После сливания прекурсоров смесь выдерживали при 25° С в течение 1 часа. Далее КТ высаживали этанолом или ацетоном и центрифугировали для удаления побочных продуктов реакции, а затем повторно растворяли в дистиллированной воде.

В спектре оптического поглощения ансамблей КТ Ag₂S/TGA наблюдали характерную особенность в области около 1.6-1.7 эВ. Ее появление - результат преобладания в собственном оптическом поглощении переходов в условиях конфайнмента носителей заряда. Значение энергии экситонного перехода для исследованных образцов, установленное из второй производной спектра оптической плотности КТ Ag₂S по энергии кванта излучения $d^2D/d(\hbar\omega)^2$, составило 1.65±0.02 эВ. Оно значительно превышает ширину запрещенной зоны монокристалла Ag₂S с моноклинной кристаллической решеткой, составляющую 1.0 эВ [5] и является проявлением размерного эффекта.

Для коллоидных КТ Ag₂S/TGA характерна люминесценция с максимумом при 1020 нм, возбуждаемая излучением, приходящимся на область экситонного поглощения. Согласно данным [6], оптические переходы, приводящие к ИК люминесценции КТ Ag₂S, происходят с участием глубоких уровней структурно-примесных дефектов в результате рекомбинации свободных дырок и локализованных электронов.

По мере увеличения времени и интенсивности действия возбуждающего излучения на ансамбли коллоидных КТ Ag₂S/TGA, наблюдали деградацию их ИК люминесценции. Степень деградации интенсивности ИК люминесценции коллоидных КТ Ag₂S возрастает с ростом мощности возбуждающего излучения для всех длин волн. При возбуждении излучением с длиной волны 445 нм заметное снижение интенсивности ИК люминесценции начинается со значения падающей мощности в 10 мВт (Рис. а). При возбуждении излучением с длиной волны 660 нм заметное спадание интенсивности за время облучения в 1000 с наблюдали для мощностей 30 мВт и выше (Рис. б).



Рисунок. Зависимости интенсивности фотолюминесценции КТ Ag₂S/TGA от времени действия возбуждающего излучения при различных мощностях возбуждающего излучения с длиной волны 445 нм – а; 660 нм – б. Мощности возбуждаемого излучения: 1 мВт (кривая 1), 10 мВт (кривая 2), 30 мВт (кривая 3), 60 мВт (кривая 4), 100 мВт (кривая 5), 200 мВт (кривая 6)

Отметим, что деградация люминесценции КТ Ag₂S/TGA является обратимой. Интенсивность люминесценции заметно восстанавливается в темноте. Однако восстановление не является полным. Постоянная времени темнового восстановления ИК люминесценции КТ Ag₂S/TGA при температуре 300 К составляла 23 часа. Исходя из полученных данных, энергия

активации темнового восстановления люминесценции ($E_a = kT \ln \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)$, где k - постоянная

Больцмана, T - температура, τ - время темнового восстановления люминесценции, τ_0 - фактор частоты) составила 0.98 эВ.

Кроме темного восстановления ИК люминесценции также обнаружено ускоренное восстановление после нагревания образцов. Следует заметить, что нагревание образцов с люминесценцией до температуры 350 К не приводит к полному деградировавшей восстановлению интенсивности люминесценции. Вероятно, наблюдаемый эффект фотоиндуцированной деградации люминесценции может быть обусловлен формированием под безызлучательной действием возбуждения новых каналов рекомбинации. Процесс формирования рекомбинации обеспечивается центров безызлучательной захватом неравновесных носителей заряда на локализованные состояния интерфейсов KT. предположительно связан с образованием фотолитических атомов серебра, их последующим преобразованием в малоатомные кластеры – центры безызлучательной рекомбинации. Малоатомные кластеры, как правило, фото- и термонестабильны и могут разрушаться [7], что вероятно обеспечивает обратимость фотодеградации ИК люминесценции при выдерживании образцов в темноте, а также при повышенных температурах. Еще одним вероятным механизмом фотоиндуцированной деградации ИК люминесценции может быть ионизация КТ. Воздействие излучения на длине волны 445 нм (100 мВт) может способствовать преодолению свободной дыркой потенциального барьера и выхода ее из КТ Ag₂S/TGA, что приводит к практически полной потере интенсивности излучательной рекомбинации (рис. а кривая 5, 6). При воздействии излучения на длине волны 660 нм (100 мВт), эффекта полного тушения люминесценции КТ Ag₂S/TGA не наблюдается (Рис. б, кривая 5, 6). Вероятно, воздействие излучения с длиной волны 660 нм имеет меньшую вероятность выброса свободной дырки за пределы КТ Ag₂S/TGA.

Тушение люминесценции при экспонировании образцов осуществляется значительно сильнее, чем происходит сокращение среднего времени затухания люминесценции, что также указывает на возникновение дополнительного канала тушения люминесценции. Такой канал вероятен как перенос энергии электронного возбуждения непосредственно от центров ИК люминесценции в коллоидных КТ Ag₂S/TGA к центрам тушения, возникающим при экспонировании образцов. С другой стороны, падение интенсивности люминесценции при экспонировании образцов значительно превосходит уменьшение среднего времени жизни люминесценции. Это указывает на существование ещё одного механизма тушения ИК люминесценции, например, захват носителей заряда на центр тушения, до их попадания на центр ИК люминесценции.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-32-00497 мол_а

Список литературы

1. R. Tang, J. Xue, B. Xu, D. Shen, G.P. Sudlow, S. Achilefu, ACS Nano, 9, №1, 220-230, (2015).

2. Y. Du, B. Xu, T. Fu, M. Cai, F. Li, Y. Zhang, Q. Wang, J. Am. Chem. Soc., 132, 1470-1471, (2010).

3. С.В. Ремпель, Ю.В. Кузнецова, Е.Ю. Герасимов, А.А. Ремпель, *Физика твердого тела*, **59**, №8, 1604-1611, (2017).

4. Q. Wu, M. Zhou, J. Shi, Q. Li, M. Yang, Z. Zhang, Anal Chem., 89, №12, 6616-6623, (2017)

5. S. Lin, Y. Feng, X. Wen, P. Zhang, S. Woo, S. Shrestha, G. Conibeer, S. Huang, J. Phys. Chem., 119, 867-872, (2015).

6. O.V. Ovchinnikov, M.S. Smirnov, T.S. Shatskikh, A.S. Perepelitsa, N.V. Korolev, B.I. Shapiro, Semiconductors, **49**, 373-379, (2015).

7. O.V. Ovchinnikov, A.N. Latyshev, M.S. Smirnov, N.V. Kvashnina, T.S. Shatskikh, *Opt. Spectrosc.*, 114, 554-562, (2013).

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ВИБРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ Иванов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрен механизм образования вибронных состояний индуцированных световым импульсом в условиях оптического эффекта Штарка в двухуровневой диссипативной системе. С учетом неадиабатичности электрон-колебательного взаимодействия выполнены оценки вкладов в вибронные состояния для акустических и оптических фононных мод, а также колебательных мод индуцированных рабиевскими колебаниями электронной плотности. Последние дают больший вклад в вибронные состояния по сравнению с акустическими модами и не требуют выполнения резонансных условий как в случае оптических мод. Показано, что фотоиндуцированные вибронные состояния участвуют в процессах передачи энергии в квантовой точке взаимодействующей с сильным импульсным светом.

Оптические свойства некоторых твердотельных материалов существенным образом зависят от вибронного взаимодействия [1]. К таким материалам относятся молекулярные кристаллы, кристаллы легированные редкоземельными ионами, алмазы содержащие NV-центры и полупроводниковые квантовые точки. Воздействие сильного электромагнитного поля на эти системы может приводить к усилению вибронной связи или к ее возникновению, что обусловлено изменением электронного и колебательного спектров материала в этих условиях [2, 3]. Так, например, динамическое усиление вибронной связи в КТ InGaAs при наличии интенсивного оптического импульса наблюдалось в недавнем эксперименте [4]. Как было показано в этой работе, при малых интенсивностях света электрон-фононная связь в КТ была относительно слабой, а при больших интенсивностях света связь с акустическими фононами усиливалась.

Характерными особенностями проявления оптического эффекта Штарка (ОЭШ) является как расщепление электронных энергетических уровней системы, так и появление колебаний электронной плотности с частотой Раби. Для твердотельной системы наличие расщепления уровней на величину энергии сравнимой с колебательной энергией электронных кристаллической решетки означает, что электронное и колебательное движения не могут быть разделены, и для описания оптических свойств требуется учитывать эффекты неадиабатичности. Таким образом, оптические и акустические фононные моды способны смешивать одетые электромагнитным полем электронные состояния, что приводит к появлению вибронных состояний. Следует отметить, что формирование вибронных состояний в условиях ОЭШ может быть интерпретировано как проявление псевдоэффекта Яна-Теллера в электрон-фотонной системе. Однако в случае ОЭШ в твердотельной системе помимо оптических и акустических колебательных мод появляется дополнительная мода с собственной частотой равной удвоенной частоте Раби. Возникновение новой моды обусловлено наличием рабиевских осцилляций электронной плотности, которые приводят к периодическому смещению положений равновесия ионных остовов кристаллической решетки. Характерным свойством этой моды вынужденных колебаний (МВК) является ее резонансный характер по отношению к электронному переходу между одетыми состояниями (ОС) электрон-фотон-фононной системы. Таким образом, в формировании фотоиндуцированных вибронных состояний могут принимать участие все три типа колебательных мод.

Для описания механизма образования вибронной связи в условиях ОЭШ в настоящей работе применяется квантовомеханическое рассмотрение взаимодействия двухуровневой диссипативной системы с сильным электромагнитным полем. С этой целью электрон-фотонное взаимодействие включается в нулевое приближение, а электронно-колебательное взаимодействие рассматривается в базисе ОС. В базисе ОС энергетическое разделение электронных уровней сравнимо с энергией колебательных мод. В результате происходит неадиабатическое смешивание ОС и появление фотоиндуцированных вибронных состояний. В работе выполнены оценки вкладов от различных колебательных мод в вибронные состояния.

Наибольший вклад достигается за счет взаимодействия электронов с оптическими фононами в случае точных резонансных условий. Если резонансные условия для оптических фононов не выполняются, то вибронная связь обусловлена взаимодействием с MBK. В этом случае фотоиндуцированные вибронные состояния формируются как за счет быстрого изменения плотности электронов с частотой Раби, так и за счет связи вынужденных колебаний с фононными модами кристаллической решетки. Наименьший вклад в вибронную связь вносят акустические фононные моды. Таким образом, случай вынужденных колебаний является наиболее общим. Полученные вибронные состояния обладают определенной четностью по отношению к числу фононов в ОС. Поскольку получающиеся вибронные состояния формируются как электрон-фотонным, так и электронно-колебательным взаимодействиями, эти состояния являются дважды одетыми состояниями.

Следует отметить, что связь вынужденных колебаний с фононными модами может быть использована для управления передачей энергии между электронной подсистемой и колебательным резервуаром КТ [5]. Передачу энергии между электронной и фононной подсистемами с использованием ОЭШ можно контролировать, определяя интенсивность и оптическую частоту электромагнитного импульса. Применяя последовательность импульсов с длительностью, которая сравнима со временем жизни возбужденного электронного уровня КТ, мы можем нагревать (отрицательная оптическая расстройка) или охлаждать (положительная оптическая отстройка) твердотельную систему.

Список литературы

1. M. Atanasov, C. Daul, P. L. W. Tregenna-Piggott (eds), Vibronic Interactions and the Jahn-Teller Effect: Theory and Applications, Springer, Berlin, (2012).

2. M. A. Bondarev, E. Yu. Perlin, and A. V. Ivanov, Opt. and Spectr., 115, 827-836 (2013).

3. Y. Kayanuma, K. G. Nakamura, Phys. Rev. B, 95, 104302 (2017).

4. A. J. Brash, L. M. P. P. Martins, A. M. Barth, F. Liu, J. H. Quilter, M. Glässl, V. M. Axt, A. J. Ramsay, M. S. Skolnick, A. M. Fox, *JOSA B*, **33**, C115-C122 (2016).

5. A. V. Ivanov, *JOSA B*, **35**, 20-29 (2018).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaN Чалдышев В.В., Большаков А.С., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф.

ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы оптические и электрооптические свойства структур с периодической системой квантовых ям InGaN при выполнении условия брэгговского резонанса на частоте экситонных возбуждений в квантовых ямах. Обнаружен эффект резонансного усиления отражения и электроотражения при одновременном подавлении поглощения света.

Резонансные брэгговские структуры (РБС), в которых периодическое расположение квантовых ям обеспечивает дифракцию электромагнитных волн на частоте квазидвумерных экситонов, позволяют реализовать коллективное взаимодействие экситонов со светом [1]. При этом формируется суперизлучательная экситон-поляритонная мода [2], создающая резонансы в спектрах оптического отражения и пропускания [3]. В случае использования широкозонных материалов, таких как GaN, с большой энергией связи экситонов, оптические резонансы в отражении от решетки экситонов наблюдаются при температурах вплоть до комнатной [4].

В данной работе мы исследовали брэгговские решетки экситонов в системе квантовых ям InGaN, разделенных барьерами GaN.

РБС InGaN/GaN с числом периодов, равным 10, 30, 60 и 100, были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках сапфира диаметром 50 мм. Детали технологии роста и метод оптимизации структур описаны в [5]. Структурные исследования с использованием электронной микроскопии и высокоразрешающей рентгеновской дифракции показали достаточно высокое структурное совершенство материала и постоянство периода по толщине структур [6]. Моделирование картин рентгеновской дифракции позволило экспериментально определить периодичность 81.2 нм, 83.8 нм, 82.4 нм и 72.0 нм для РБС с 10, 30, 60, и 100 периодами, соответственно. Для всех структур были исследованы спектры оптического отражения и электроотражения, пропускания и фотолюминесценции.

На Рис. 1 представлены спектры отражения от РБС с 60 периодами, полученные при комнатной температуре при углах падения s-поляризованного света 30° и 60°.





Угол падения света 30° (a) и 60° (b), s-поляризация, комнатная температура

Главный пик оптического отражения на Рис. 1 обусловлен брэгговским резонансом в периодической системе квазидвумерных экситонов в квантовых ямах InGaN. Положение и амплитуда пика зависит от угла падения света.

Точечными кривыми на Рис. 1 показаны результаты моделирования спектров отражения методом матриц переноса. Наша модель учитывала не только резонансное взаимодействие света с квазидвумерными экситонами в квантовых ямах, но и нерезонансные межзонные переходы в квантовых ямах, а также релеевское рассеяние света в буферных слоях. За счет этого удалось получить адекватное описание экспериментальных спектров отражения и пропускания в широкой области длин волн с единым набором параметров для различных углов падения и поляризации света. Из сравнения расчета с экспериментом определены параметры радиационного и нерадиационного уширения экситонов в квантовых ямах InGaN. Большая величина нерадиационного уширения, (40 ± 5) мэВ, в основном связана с неоднородным распределением индия в квантовых ямах. При этом система экситонов в квантовых ямах InGaN характеризуется большим радиационным уширением (0.20 ± 0.02) мэВ, на порядок превышающим соответствующие значения в традиционных соединениях III-V.



Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектры пропускания InGaN/GaN РБС с 60 периодами.

Угол падения света $30^{\circ}(a)$ и $60^{\circ}(b)$, *s*-поляризация, комнатная температура

На Рис. 2 представлены спектры оптического пропускания РБС с 60 периодами, полученные при комнатной температуре при углах падения s-поляризованного света 30° и 60°. В области коротких длин волн пропускание структуры существенно уменьшается из-за резонансного поглощения света экситонами в квантовых ямах, а также нерезонансного поглощения при межзонных переходах. При этом на кривой пропускания хорошо виден пик, соответствующий брэгговскому резонансу. Примечательно, что глубина этого пика существенно меньше амплитуды пика в соответствующих спектрах отражения. Это свидетельствует об уменьшении поглощения света экситонами на частоте брэгговского резонанса.

Точечными кривыми на Рис. 2 показаны результаты моделирования спектров пропускания методом матриц переноса с параметрами, определенными из сравнения рассчетных и экспериментальных спектров оптического отражения. Видно, что рассчетные спектры хорошо описывают эксперимент в области брэгговского резонанса. Таким образом, модель, основанная на методе матриц переноса и учитывающая резонансный вклад квазидвумерных экситонов в квантовых ямах, а также нерезонансное поглощение света, релеевское рассеяние и зависимость диэлектрической функции GaN от частоты света, дает адекватное качественное и количественное описание эксперимента.

При совмещении брэгговского и экситонного резонансов в PEC InGaN/GaN с 60 периодами был получен фактор усиления резонансного отражения света, превышающий 2 при комнатной температуре. Дополнительное усиление резонансного отражения было достигнуто за счет использования сложной сверхячейки, содержащей две квантовые ямы [7]. При этом модельные расчеты показывают, что основной вклад в брэгговское отражение вносят экситоны в квантовых ямах InGaN. В условиях двойного экситонного и брэгговского резонансов мы экспериментально обнаружили провал в спектрах оптического поглощения. То есть резонансное усиление взаимодействия света с экситонами сопровождается уменьшением оптических потерь.

Сочетатние дотаточно высокого коэффициента отражения с малыми потерями на поглощении при комнатной температуре делают РБС на основе периодической системы квантовых ям InGaN и барьеров GaN привлекательными для создания активных брэгговских отражателей, например на основе квантового эффекта Штарка. В работе экспериментально показана возможность управления оптическими свойствами РБС на основе InGaN с помощью внешнего электрического поля, изменяющего параметры экситонных состояний в квантовых ямах.

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование оптических спектров резонансной брэгговской структур с 10, 30, 60 и 100 квантовыми ямами InGaN. В спектрах отражения наблюдается ярко выраженный брэгговский пик, обусловленный формированием сверх-излучательной экситон-поляритонной моды. В спектрах пропускания брэгговская особенность более слабая, что обусловлено эффектом подавления поглощения света экситонами в условиях брэгговского резонанса. Проведено моделирование экспериментальных оптических спектров методом матриц переноса с учетом экситонного вклада, а также нерезонансных межзонных переходов и релеевского рассеяния. Совместная подгонка спектров отражения и пропускания, измеренных при двух разных углах падения света, позволила определить параметры экситон-поляритонной моды в РБС и экситонов в одиночной квантовой яме. Установлено, что радиационное затухание экситонов в квантовой яме InGaN/GaN составляет около 0.2 мэВ, что значительно больше, чем в других известных полупроводниковых системах.

Список литературы

1. Е. Л. Ивченко, А. И. Несвижский, С. Йорда, ФТТ, **36**, 2118-2129 (1994).

2. R. H. Dicke, Phys. Rev., 93, 99-110 (1954)

3. T. Stroucken, A. Knorr, P. Thomas, S. W. Koch. Phys. Rev. B, 53, 2026-2033 (1996).

4. V. V. Chaldyshev, A. S. Bolshakov, E. E. Zavarin, A. V. Sakharov, W. V. Lundin, A. F. Tsatsulnikov, M. A. Yagovkina, T. Kim, Y. Park, *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 251103 (2011).

5. A. S. Bolshakov, V. V. Chaldyshev, V. V. Lundin, A. V. Sakharov, A. F. Tsatsulnikov, M. A. Yagovkina, E. E. Zavarin, *J. Mater. Res.* **30**, 603 (2015).

6. A. S. Bolshakov, V. V. Chaldyshev, E. E. Zavarin, A. V. Sakharov, W. V. Lundin, A. F. Tsatsulnikov, M. A. Yagovkina, *J. Appl. Phys.*, **121**, 133101 (2017).

7. А. С. Большаков, Е. Е. Заварин, А. В. Сахаров, В. В. Лундин, А. Ф. Цацульников, М. А. Яговкина. *ФТТ*, **55**, 1706-1708 (2013).

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ ПРИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ ОТРАЖЕНИЯ

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

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

При условии расположения нелинейной среды с тепловой нелинейностью внутри кольцевого резонатора построены зависимости амплитудного коэффициента отражения четырехволнового преобразователя излучения от интенсивности волн накачки. Показано, что наличие обратной связи позволяет повысить в 4-5 раз коэффициент отражения.

Существуют различные пути повышения эффективности четырехволновых преобразователей излучения в средах с определенным механизмом нелинейности (керровская, тепловая, резонансная). Как правило, они основаны либо на увеличении нелинейной восприимчивости среды, либо на одновременном увеличении интенсивности волн накачки и длины взаимодействия [1]. Еще одним способом повышения эффективности четырехволновых преобразователей излучения является наложение обратной связи на объектную или сигнальную волны, или на обе волны одновременно [2-3]. Представляет интерес исследование влияния обратной связи на эффективность четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности при больших коэффициентах отражения.

В работе обратная связь осуществлялась с помощью кольцевого резонатора, состоящего из зеркала связи и двух сферических зеркал (Рис.). Нелинейная среда с тепловой нелинейностью располагалась между зеркалами кольцевого резонатора. Сигнальная волна заводилась внутрь резонатора через зеркало связи с коэффициентом отражения r_1 . Сферические зеркала с коэффициентом отражения r_2 осуществляли перенос пространственного распределения поля с передней грани нелинейного слоя на плоскость, расположенную на расстоянии *L* от задней грани нелинейного слоя.



Рисунок. Схема четырехволнового преобразователя излучения в кольцевом резонаторе: 1 – зеркало связи, 2 – сферические зеркала, 3 – нелинейная среда

Анализ процесса вырожденного четырехволнового взаимодействия проводился на основе совместного решения стационарного волнового уравнения и уравнения Пуассона. Волны накачки считались плоскими. Использовались приближение заданного поля по волнам накачки, параксиальное приближение и условие больших коэффициентов отражения. При больших коэффициентах отражения учитывается не только динамическая решетка показателя преломления, связанная с интерференцией сигнальной волны с первой волной накачки, но и динамическая решетка показателя преломления, возникающая при интерференции объектной волны со второй волной накачки. С учетом сделанных приближений получена система связанных дифференциальных уравнений для пространственных спектров сигнальной ($\tilde{A}_4(\vec{\kappa}, z)$) и объектной ($\tilde{A}_4(\vec{\kappa}, z)$) волн, пространственных спектров температурных решеток. При условии расположения нелинейной среды внутри кольцевого резонатора, полученная система

дифференциальных уравнений дополнялась соответствующими граничными условиями на пространственные спектры сигнальной и объектной волн $A_3(\vec{\kappa}, z)$

$$\widetilde{A}_{3}(\overrightarrow{\kappa}, z=0) = \sqrt{1-r_{1}} A_{30}(\overrightarrow{\kappa}) + \sqrt{r_{1}r_{2}} A_{3}(\overrightarrow{\kappa}, z=\ell) \exp\left(-ikL + i\frac{\kappa^{2}}{2k}L\right),$$
$$\widetilde{A}_{4}(\overrightarrow{\kappa}, z=\ell) = \widetilde{A}_{4}(\overrightarrow{\kappa}, z=0) \sqrt{r_{1}r_{2}} \exp\left(-ikL + i\frac{\kappa^{2}}{2k}L\right).$$

Здесь $A_{30}(\kappa)$ – пространственный спектр сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя в отсутствии кольцевого резонатора, κ – пространственная частота, k – волновое число, ℓ – толщина нелинейного слоя.

Граничные условия на спектры температурных решеток записывались при условии неизменности температуры на гранях нелинейного слоя.

Система связанных дифференциальных анализировалась уравнений численными Для расчета амплитудного коэффициента отражения четырехволнового методами. преобразователя использовался итерационный метод нахождения значений комплексных амплитуд сигнальной и объектной волн на гранях нелинейного слоя при их последовательных проходах в кольцевом резонаторе. Построены зависимости амплитудных коэффициентов отражения от интенсивности волн накачки при условии сопряжения передней и задней граней нелинейного слоя (L=0) и при условии компенсации фазового набега, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки, путем подбора расстояния L.

При условии сопряжения передней и задней граней нелинейного слоя коэффициент отражения сначала увеличивается, затем уменьшается и снова увеличивается в зависимости от интенсивности волн накачки. Существуют области интенсивности волн накачки, в пределах которых наложение обратной связи на сигнальную и объектную волны как увеличивает, так и уменьшает эффективность четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности.

При компенсации фазового набега, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки, зависимость коэффициента отражения четырехволнового преобразователя от интенсивности волн накачки монотонно возрастает. Вид зависимостей коэффициента отражения от интенсивности волн накачки, как при наличии, так и при отсутствии кольцевого резонатора совпадает. С ростом интенсивности волн накачки скорость изменения коэффициента отражения возрастает и увеличивается выигрыш в коэффициенте отражения за счет использования кольцевого резонатора. Наличие кольцевого резонатора позволяет в несколько раз повысить значение амплитудного коэффициента отражения.

Список литературы

1. В.В. Ивахник, Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии, 246, (2010).

2. В.В. Ивахник, В.М. Петникова, В.В. Шувалов, *Квантовая электроника*, **8**, №2, 445-448, (1981).

3. O.G. Romanov, O. Ormachea, A.L. Tolstik, J.L. Arce-Diego, D. Pereda-Cubian, F. Fanjul-Velez, Proc. of SPIE, **6255**, 625507, (2006).

СОЛИТОННАЯ ДИНАМИКА ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В СИСТЕМЕ ТУННЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ Сазонов С.В., Устинов Н.В.*

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Теоретически исследованы особенности распространения широкополосных терагерцовых импульсов в системе туннельных переходов с учетом влияния квантовых уровней, расположенных выше по энергетической шкале. Для обобщенного уравнения синус–Гордона, описывающего этот процесс, получены и исследованы многосолитонные и бризерные решения.

В последние два десятилетия происходит интенсивное развитие нелинейной оптики импульсов длительностью в несколько периодов колебаний электромагнитного поля (предельно коротких импульсов, ПКИ) [1–5]. Абсолютная временная длительность таких импульсов лежит в широком интервале значений: от пико- до фемто- и аттосекунд. Спектр ПКИ простирается от терагерцового, инфракрасного до видимого и ультрафиолетового диапазонов. Из-за широкополосного характера ПКИ для них невозможно ввести понятие огибающей. Поэтому приближение медленно меняющихся амплитуд и фаз здесь нельзя использовать. Необходимо выводить уравнения не для огибающей, а непосредственно для самого электрического поля импульса.

Пикосекундные ПКИ иногда называют терагерцовыми. Мощность таких импульсов стала к настоящему времени настолько велика, что уже можно говорить о «нелинейной терагерцовой оптике». Следует отметить, что терагерцовый диапазон пока наименее исследован с точки зрения взаимодействия электромагнитного излучения с веществом [6].

Непростой задачей является построение теоретических моделей сред, на которые воздействуют ПКИ. Ввиду большой спектральной ширины ПКИ во взаимодействие с ними может одновременно вовлекаться большое количество квантовых переходов. В то же время модель среды должна быть достаточно простой и адекватной рассматриваемой ситуации в каждом конкретном случае. Наиболее простой является модель среды двухуровневых квантовых частиц. Являясь достаточно грубой, она, тем не менее, часто используется для описания взаимодействия ПКИ с веществом [7, 8]. К настоящему времени назрела необходимость в построении более сложной и реалистичной модели среды, в которой разные квантовые переходы связаны между собой. Это требует отказа от двухуровневой модели.

Следуя работе [9] рассмотрим квантовую среду, образованную туннельным расщеплением квантовых уровней в двухямном потенциале. Это могут быть состояния протона в сегнетоэлектрике типа порядок–беспорядок, состояния электрона в квантовых точках, ямах и т.д. Помимо двух квантовых состояний, образованных этим расщеплением, выше по энергетической шкале имеются удаленные квантовые состояния. Эти состояния аппроксимируются двумя квантовыми уровнями, различающимися между собой по энергии и четности. Таким образом, система эффективно является четырехуровневой.

В рамках полуклассического подхода эволюция такой системы описывается уравнением фон Неймана для матрицы плотности и уравнениями Максвелла для электромагнитного поля импульса. При этом считаем, что импульс плоский и распространяется вдоль оси *z*. Используя приближения оптической прозрачности, внезапных возбуждений [10, 11] и однонаправленного распространения [12], удалось исключить элементы матрицы плотности и свести задачу к одному обобщенному уравнению синус–Гордона [9]

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial z \partial \tau} = -\left[\alpha - \beta \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau}\right)^2\right] \sin \theta + 4\beta \frac{\partial^2 \theta}{\partial \tau^2} \sin^2 \frac{\theta}{2},\tag{1}$$

где коэффициенты α и β выражаются через параметры системы, $\tau = t - n_0 z/c$, c — скорость света, n_0 — безынерционная часть показателя преломления,

$$\theta = 2\frac{d}{\mathsf{h}}\int_{-\infty}^{t} Edt',$$

d — дипольный момент разрешенного квантового перехода, h — постоянная Планка, *E* — электрическое поле импульса.

В случае $\beta = 0$ уравнение (1) совпадает с уравнением синус–Гордон, интегрируемым в рамках метода обратной задачи рассеяния [13, 14]. Показано, что уравнение (1) тоже интегрируемо с помощью этого метода и обладает многосолитонными решениями. Построены семейства его солитонных и бризерных решений, содержащих несколько колебаний поля. Исследованы процессы столкновений между различными солитонами и бризерами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17–11–01157).

Список литературы

1. T. Brabec, F. Krausz, Rev. Mod. Phys., 72, 545-591, (2000).

2. A.I. Maimistov, *Quantum Electronics*, **30**, 287-304, (2000).

3. H. Leblond, D. Mihalache, Phys. Rep., 523, 61-126, (2013).

4. D.J. Frantzeskakis, H. Leblond, D. Mihalache, Rom. J. Phys., 59, 767-784, (2014).

5. S. Terniche, H. Leblond, D. Mihalache, A. Kellou, Phys. Rev. A, 94, 063836, (2016).

6. J.A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling, Optics Express, 18, 12311, (2010).

7. H. Leblond, S.V. Sazonov, I.V. Mel'nikov, D. Mihalache, F. Sanchez, *Phys. Rev. A*, **74**, 063815, (2006).

8. S.V. Sazonov, Optics Communications, 380, 480-491, (2016).

9. С.В. Сазонов, ЖЭТФ, **146**, №3(9), 483-499, (2014).

10. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, Письма в ЖЭТФ, 51, №5, 252-255, (1990).

11. Э.М. Беленов, А.В. Назаркин, В.А. Ущаповский, ЖЭТФ, 100, №3(9), 762-775 (1991).

12. J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, P.J. Caudrey, R.K. Bullough, J. Phys. A: Math., Nucl. Gen., 6, 1337-1347 (1973).

13. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский, *Теория солитонов: Метод обратной задачи*, М.: Наука, 1980.

14. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, Солитоны и нелинейные волновые уравнения, М.: Мир, 1988.

АНТИСТОКСОВА КРИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В СИНТЕТИЧЕСКИХ ОПАЛОВЫХ МАТРИЦАХ

Земсков К.И.*, Карпов М.А**., Кудрявцева А.Д.*, Кузнецова М.В.*,***, Миронова Т.В.*, Розинский Д.В.****, Строков М.А.*, Чернега Н.В.*,***, Шевченко М.А.*

> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия **ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, Москва, Россия ***МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия ****Стекломаш, Орехово-Зуево, Московская область, Россия

Длительное (до нескольких секунд) свечение синтетических опаловых матриц в синезеленой области, антистоксовой по отношению к возбуждающим наносекундным импульсам рубинового лазера, было обнаружено при низких температурах. Определен температурный порог эффекта. Обнаружена генерация направленного рентгеновского излучения в образцах.

В настоящее время исследование оптических свойств наноматериалов является одной из наиболее бурно развивающихся областей нанофизики. Это связано как с возможностью применения полученных результатов для решения целого ряда практических проблем в различных областях биологии, медицины, квантовой оптики, материаловедения, так и с получением важных сведений о фундаментальных свойствах наносистем и о процессах взаимодействия электромагнитного излучения с наноматериалами. В последнее время существенное внимание привлекает исследование люминесцентных свойств наноматериалов. Если в большинстве работ люминесценция наблюдалась в видимой области спектра при возбуждении ультрафиолетовым излучением, то мы показали [1], что при возбуждении мощными лазерными импульсами может возникать люминесценция в области, являющейся антистоксовой по отношению к возбуждающему излучению, т.е. более коротковолновой. Природа данного явления до сих пор подробно не исследована, единой теории явления нет. Антистоксова люминесценция может быть обусловлена как многофотонными процессами, так и эффектами, близкими к явлению триболюминесценции; определенную роль может играть высокоэнергетическое излучение, например, рентгеновское. Триболюминесценция (свечение веществ при механическом воздействии) известна в течение нескольких веков, тем не менее, интерес к ней возник лишь в последнее время в связи с возможностью использования этого эффекта в датчиках механического воздействия на материалы, в частности, для регистрации ударов мелких метеоритов о поверхность космических кораблей [2].

Возможность практических применений триболюминесценции вызвала, наряду с чисто прикладными работами, появление теоретических исследований явления [3, 4]. В основном в этих работах эффект исследовался в сплошных средах и при комнатной температуре. В работе [5] было показано, что фрактолюминесценция (свечение при растрескивании) в кварцевых стеклах имеет две временные компоненты: короткую и длинную (10 мкс и 10 мс соответственно).

В настоящей работе исследовалось свечение в широкой области спектра (от сине-зеленой до мягкого рентгена) синтетических опаловых матриц и нанокомпозитов на их основе под действием наносекундных импульсов рубинового лазера при различных температурах.

Синтетические опаловые матрицы сформированы из глобул SiO₂, связанных прочными силоксановыми связями. Благодаря субмикронным размерам сфер опаловая матрица имеет стопзоны в видимом спектральном диапазоне для различных мод, распространяющихся в определенных направлениях. Заполняя пустоты между сферами жидкостями с различными показателями преломления, можно управлять параметрами стоп-зон и увеличивать эффективность нелинейных процессов благодаря изменению плотности фотонных состояний вблизи края запрещенной зоны. В нашей работе использовались синтетические опаловые матрицы с размерами глобул 220 и 250 нанометров. Для заполнения пустот между глобулами использовались следующие жидкости: вода, этанол, ацетон, глицерин.

В качестве источника возбуждения использовался рубиновый лазер с модулированной добротностью (длина волны генерации 694,3 нм, длительность импульса 20 нс; максимальная

энергия в импульсе 0,3 Дж, расходимость $3 \cdot 10^{-4}$ рад, ширина линии генерации 0,015 см⁻¹). Исследования проводились при различных температурах: от комнатной до температуры жидкого азота. Температура измерялась градуированными термопарами. Спектры люминесценции регистрировались с помощью спектрометра FSD-8 с волоконным входом. Свечение образцов в видимой области регистрировалось с помощью скоростной камеры. Для исследования пространственного распределения излучения в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазоне использовались регистраторы радиографических изображений РРИ-01. Синхронизация съемки осуществлялась от двухканального генератора задержкой для исследования временных характеристик высвечивания образца. В ряде экспериментов образец помещался в вакуумную камеру.

На Рис. 1 показан спектр свечения опаловой матрицы при температуре жидкого азота при различной плотности мощности накачки.



Рис. 1. Спектр излучения синтетической опаловой матрицы при интенсивности накачки, а) 0.15 ГВт/см², б) 0.21 ГВт/см² при температуре жидкого азота

Исследование временной зависимости свечения показало, что существует 2 типа зависимости: быстрая и медленная. Быстрая наблюдается при температурах выше определенного порога, медленная – при более низких температурах. При температуре жидкого азота яркое свечение опаловой матрицы хорошо видно невооруженным глазом. Оно продолжается в течение длительного времени – до 10 – 12 с (при возбуждении импульсами длительностью 20 нс). В ряде экспериментов опаловая матрица раскалывалась на части, которые продолжали светиться. Капля замороженной жидкости, помещенная на охлажденной подложке рядом с опаловой матрицей, под действием лазерного излучения светится так же ярко и длительно, как и опаловая матрица. Свечение наблюдается и в замороженной жидкости с помещенными в нее маленькими частичками опаловой матрицы. Температурный порог длительного свечения составляет 110 К. На Рис. 2 приведены временные зависимости свечения опаловой матрицы под действием наносекундных импульсов рубинового лазера.



Рис. 2. Временная зависимость свечения опаловой матрицы а) при температуре выше порога, б) при температуре ниже порога

Кривые затухания свечения в большинстве случаев можно аппроксимировать экспонентами. Для различных инфильтратов они несколько отличаются. В ряде экспериментов затухание было неравномерным, наблюдались яркие вспышки.

С помощью регистратора радиографических изображений РРИ-01 было зарегистрировано свечение в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне. В ультрафиолетовом диапазоне

высвечивания (~ 100 нм) обнаружено направленное излучение из образца с симметричным пространственным профилем (Рис. 3).



Рис. 3. Зарегистрированное в диапазоне вакуумного ультрафиолета пятно диаметром 3 мм, излучаемое образцом при расстоянии между образцом и регистратором ~ 100 мм

Для отсечки вакуумного ультрафиолетового излучения от мягкого рентгеновского был использован фильтр из тефлоновой пленки толщиной 0.2 мм_(энергия отсечки 4 кэВ). На Рис. 4 показано рентгеновское излучение, зарегистрированное с помощью радиографического регистратора.



Рис. 4. Зарегистрированные события, соответствующие группе рентгеновских квантов, пришедших на приемную площадку радиографического регистратора

Таким образом, в работе показано, что синтетические опалы и нанокомпозиты на их основе являются весьма перспективными материалами для использования их в качестве источников электромагнитного излучения, в том числе в рентгеновском диапазоне.

Список литературы

1. N. V. Tcherniega, A. D. Kudryavtseva, *Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* **3**, 513-518, (2009).

2. W. A. Hollerman, R. S. Fontenot, K. N. Bhat et al, *Proc. Eng.*, **58**, 392 – 400, (2013).

3. B. P. Chandra, J. I. Zink, Phys. Rev. B, 21, 816-826, (1980).

- 4. Yu. D. Glinka, Sh.-H. Lin, L.-P. Hwang, Phys. Rev. B 64, 085421-1-11, (2001).
- 5. Y. Kawaguchi, Phys. Rev B, 52, 9224-9228, (1995).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОДАХ, ВКЛЮЧАЮЩИХ В СЕБЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ МЕТАМАТЕРИАЛЫ Маймистов А.И., Ляшко Е.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Среди современных метаматериалов выделяется класс сред, имеющих название гиперболических материалов, и представляющих собой сильно анизотропную одноосную среду, главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости или магнитной восприимчивости которой имеют противоположные знаки. Как правило, это искусственно созданные среды [1-3]. Необычная анизотропия гиперболических материалов приводит к ряду нестандартных оптических явлений. Например, будучи диэлектриками, они могут проявлять свойства металлов при преломлении и отражении от них электромагнитных волн. Кроме того, изменяется характер преломления на границе раздела между обыкновенной и гиперболической средами, что приводит к особенностям в характеристиках волноводов, построенных с участием гиперболического материала [4-6]. Так было найдено, что полное внутреннее отражение для ТМ волны в планарном волноводе, обкладки которого представляют собой гиперболические среды, наблюдается для углов падения, меньших некоторого критического значения, α_0 . Это приводит к двум наборам частот отсечки для ТМ волн: каждая ТМ мода направляется волноводом только в некотором ограниченном диапазоне частот излучения. Количество мод с ростом толщины сердцевины или частоты излучения остается конечным. В случае полностью диэлектрического волновода число мод аддитивно возрастает с увеличением указанных параметров.

Здесь будет рассмотрены свойства мод планарного волновода, который образован слоями гиперболического метаматериала и обычного диэлектрика. Так же будут рассмотрены случаи, когда электромагнитные волны могут распространяться как бегущие волны вдоль поверхности раздела между топологическими изоляторами (диэлектриками) и гиперболическим метаматериалом [7]. Рассмотренные поверхностные волны на границе раздела гиперболическая среда - топологический изолятор представляют новый тип поверхностных поляритонов.

Список литературы

1. M. A. Noginov, Yu. A. Barnakov, G. Zhu, G. Tumkur, H. Li, and E.T. Narimanov, Appl. Phys. Lett. 94, 151105 (2009).

2. Xingjie Ni, Satoshi Ishii, M.D. Thoreson, Vl.M. Shalaev, Seunghoon Han, Sangyoon Lee, and Al.V. Kildishev, Opt. Express, 19, 25242-25254 (2011).

3. Vl. P. Drachev, V.A. Podolskiy, and A.V. Kildishev, Opt. Express, 21, 15048--15064 (2013).

4. I. Lyashko and A.I. Maimistov, Quantum Electronics, 45, 1050--1054 (2015).

5. E.I. Lyashko, A.I. Maimistov, J. Opt. Soc. Am. B 33, №11, 2320-2330 (2016).

6. Е.И. Ляшко, А. И. Маймистов, Квантовая электроника 47, №11, 1053-1063 (2017).

7. А. И. Маймистов, Е.И. Ляшко, Известия РАН сер.физ. 82, №1, 27-30 (2018).

ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРОЗРАЧНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЕ С УЧЕТОМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ

Савельев М.В., Альдебенева К.Н., Ивахник В.В.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Показано, что минимальное время выхода на установившееся значение полуширины полосы пространственных частот, вырезаемых четырехволновым преобразователем излучения, и максимальное значение амплитудного коэффициента отражения достигается при величине дисперсии в распределении частиц по размерам порядка среднего радиуса частиц.

Интерес к четырехволновому взаимодействию в многокомпонентных средах обусловлен во многом высокими значениями их нелинейных показателей преломления [1]. Использование четырехволновых преобразователей излучения на основе таких нелинейных сред в системах компенсации фазовых искажений предполагает решение задачи о соответствии пространственно-временных структур падающей (сигнальной) и отраженной преобразователем (объектной) волн.

В работах [2, 3] в схеме со встречными волнами накачки проведен анализ пространственных и временных характеристик четырехволнового преобразователя излучения в нелинейной среде, в качестве которой рассматривалась прозрачная жидкость с наночастицами, с учетом направления распространения, расходимости волн накачки при условии, что наночастицы – это частицы одного размера. Показана фильтрация таким преобразователем излучения высоких пространственных частот объектной волны с «вырезанием» пространственных частот вблизи частоты считывающей волны накачки.

В реальных многокомпонентных средах всегда присутствует разброс частиц по размерам, что может существенно повлиять на пространственные и энергетические характеристики четырехволнового преобразователя излучения [4].

Целью настоящей работы является анализ влияния дисперсии и среднего размера наночастиц, содержащихся в прозрачной жидкости, на пространственные и временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения.

Четырехволновое взаимодействие в прозрачной среде описывается уравнением Гельмгольца и системой материальных уравнений, записанных в приближении линейной неравновесной термодинамики [2],

$$c_{p} v \frac{\partial \delta T}{\partial t} = D_{11} \nabla^{2} \delta T + D_{12} \nabla^{2} \delta C,$$

$$\frac{\partial \delta C}{\partial t} = D_{22} \nabla^{2} \delta C + \gamma \nabla^{2} I,$$
(1)

где c_p – удельная теплоемкость, ν – плотность вещества, D_{11} , D_{12} , D_{22} и γ – коэффициенты теплопроводности, Дюфура, диффузии и электрострикции соответственно, I – интенсивность излучения, δT и δC – изменения температуры среды и концентрации частиц.

Наночастицы моделировались прозрачными сферическими шариками. Количество частиц, имеющих радиус *a*, определялось согласно нормальному закону распределения частиц по размерам

$$f(a) = \frac{f_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{\left(a-a_0\right)^2}{2\sigma^2}\right],\tag{2}$$

где a_0 – средний радиус частицы, σ – дисперсия, f_0 – коэффициент, определяемый объемом частиц в объеме вещества.

Пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя представлялся в виде когерентной «суммы» пространственных спектров волн, обусловленных наличием в жидкости частиц одного радиуса *a*.

В приближении заданного поля по плоским волнам накачки, при малом коэффициенте отражения из уравнения Гельмгольца и системы уравнений (1) с учетом (2) получено выражение, описывающее временную зависимость пространственного спектра объектной волны на передней грани плоского слоя нелинейной среды толщиной I.

Анализ пространственного спектра объектной волны проводился при рассмотрении сигнальной волны от непрерывного точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя. Считалось, что встречные волны накачки с неизменными во времени амплитудами распространяются перпендикулярно граням нелинейного слоя.

С ростом пространственной частоты (κ) наблюдается монотонное увеличение амплитуды спектра объектной волны с последующим выходом на постоянное значение. Четырехволновой преобразователь излучения «вырезает» из пространственного спектра объектной волны низкие частоты. С течением времени полуширина полосы пространственных частот, вырезанных четырехволновым преобразователем излучения, уменьшается, выходя на установившееся значение, которое определяется произведением волнового числа k на толщину среды и не зависит от теплофизических характеристик среды [2].

На Рис. при фиксированном значении параметра $b = c_p v D_{11} / D_{22}^0$ (где D_{22}^0 – значение коэффициента диффузии, соответствующее среднему радиусу частиц), характеризующего нелинейную среду, представлены нормированные зависимости времени выхода на фиксированной пространственной частоте амплитуды пространственного спектра на установившееся значение (Δt) и времени выхода на установившееся значение полуширины полосы вырезанных пространственных частот (Δt_1) от отношения дисперсии к среднему радиусу частиц.



Рисунок. Зависимости времен выхода пространственного спектра объектной волны на установившееся значение на пространственной частоте $10^{-3}k$ (1) и полуширины полосы вырезанных частот на установившееся значение (2) от дисперсии в распределении частиц при $kI = 5 \cdot 10^3$, $b = 2 \cdot 10^{-5}$

Характеры зависимостей времен выхода на установившиеся значения амплитуды пространственного спектра на фиксированной пространственной частоте, полуширины полосы вырезанных пространственных частот от σ/a_0 качественно совпадают. Увеличение дисперсии в распределении частиц приводит вначале к уменьшению значений Δt и Δt_1 , а затем к их медленному увеличению.

При фиксированных параметрах нелинейной среды и толщины слоя время выхода амплитуды спектра на установившееся значение в диапазоне пространственных частот от $2 \cdot 10^{-4} k$ до $10^{-2} k$ изменяется по закону, обратно пропорциональному квадрату пространственной частоты

$$\Delta t(\kappa, \sigma, a_0) = \frac{1}{\kappa^2} g(\sigma, a_0).$$

где $g(\sigma, a_0)$ – функция, характеризующая влияние дисперсии и среднего радиуса частиц и

имеющая минимум, когда величина дисперсии сравнима со средним размером частиц ($\sigma \approx a_0$).

Для установившегося режима с ростом дисперсии в распределении частиц по размерам амплитудный коэффициент отражения четырехволнового преобразователя излучения вначале возрастает, достигает максимального значения, а затем уменьшается. Учет распределения частиц, размер которых меняется в диапазоне $0, 1a_0 < a < 10a_0$, приводит к увеличению коэффициента отражения на 26% по сравнению со значением коэффициента отражения при наличии в жидкости частиц одного размера ($\sigma \rightarrow 0$).

Список литературы

1. P.W. Smith, A. Ashkin, W.J. Tomlinson, Opt. Lett., 6, 284-286, (1981).

2. Е.В. Воробьёва, В.В. Ивахник, М.В. Савельев, Компьютерная опт., **38**, №2, 223-228, (2014).

3. V.V. Ivakhnik, M.V. Savel'ev, J. Phys.: Conf. Ser., 737, 012007, (2016).

4. В.А. Жукова, В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Вестник СамГУ., №4(10), 160-165, (1998).

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ: ФОРМИРОВАНИЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И ДИФРАКЦИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН, ПРИЛОЖЕНИЯ

Шандаров С.М.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В первой части доклада рассмотрены механизмы формирования динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах с использованием стационарных и фазово-модулированных световых пучков, а также методы создания периодических доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах и оптических волноводах на их основе. Анализируются электрические и упругие поля периодических структур и сопровождающие их возмущения линейных и нелинейных параметров кристаллов, в том числе вблизи границ раздела сред; обсуждаются приложения сильных электрических полей для захвата и агрегирования микро- и наночастиц. Вторая часть доклада посвящена теоретическим моделям и экспериментальной реализации эффектов линейной и нелинейной дифракции световых волн на периодических структурах и её использованию для их характеризации и управления оптическим излучением. В третьей части рассматриваются взаимодействия световых волн на периодических структурах в режимах синхронизма и квазисинхронизма. Здесь также уделяется внимание применению синхронных взаимодействий для решения задач адаптивной голографической интерферометрии и реализации волноводных нелинейных преобразований спектральных характеристик лазерного излучения в условиях квазисинхронизма.

ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

Трохимчук П.П.

Восточноевропейский национальный университет имени Леси Украинки, Луцк, Украина

Рассматриваются проблемы моделирования образования поверхностных и объемных лазерно-индуцируемых нано и микроструктур. Детально проанализированы модели и теории (каскадная модель и модифицированная модель Релея), которые целесообразно использовать для объяснения полученных результатов.

Проблема моделирования фазовых превращений в релаксационной оптике полностью не решена [1, 2]. Поэтому поиск новых концепций и создание моделей и теорий, которые позволяют описать совокупность имеющихся экспериментальных результатов с единой точки зрения является актуальной задачей, как современной оптоэлектроники так и теоретической и математической физики. Для решения этих задач и была создана релаксационная оптика [1].

Рассматривать нелинейнооптические явления как неравновесные фазовые переходы второго рода предложил Г.Хакен [3], эта концепция была развита в [4]. Существенным различием между эффектами классической нелинейной оптики (НЛО) и релаксационной оптики (РО) есть то, что первая изучает процессы излучательной релаксации первичных оптических возбуждений, а вторая безизлучательной релаксации [1]. Поэтому для наблюдения явлений НЛО мы должны выбирать условия для обеспечения максимального «излучательного» исхода явления, в то время для эффектов РО – максимального «безизлучательного» исхода. Для описания этих явлений мы должны использовать и различные теоретические подходы. Для эффектов НЛО можно использовать приближение гармонического (ангармонического) осциллятора, включая методы квантовой электродинамики. Для явлений РО – различные физико-химические методы, так как приближение гармонического осциллятора здесь не подходит, и мы не можем использовать теорию возмущений, так как изменяется сама среда облучения [1]. Переход от термодинамических к физико-кинетическим представлениям может быть обоснован с помощью формулы де Бройля (1), которую он получил в термодинамике точки [2].

$$\frac{S_a}{h} = \frac{S_e}{k_B},\tag{1}$$

где S_a -действие, S_e -энтропия, h-постоянная Планка, k_B постоянная Больцмана.

В данном докладе мы акцентируем внимание на моделировании процессов лазерноиндуцируемого образования поверхностных нано и микроструктур и объемных повреждений [2].

Займемся вначале анализом поверхностных структур. Так при облучении кремния и арсенида индия наносекундными импульсами неодимового лазера на облученной поверхности образуются нанохолмы высотой 10-20 нм [5-7]. При облучении германия тем же лазером образуются нанонити высотой до 200 нм с гексагональной модификацией (изначальный материал имел кубическую симметрию) [7]. В исследования группы А. Педразы [2, 6] при облучении монокристаллического кремния большими сериями импульсов (~2000) были получены поверхностные микронити длиной до 30-50 мкм. Там же было исследовано влияние окислительных процессов на «сглаживание» результатов облучения [2, 6], позже это было подтверждено в исследованиях группы А. Медвидя [7]. Такой разброс результатов от 10 нм до 50 мкм для кремния и изменение кристаллографической модификации облученного германия позволяет сделать вывод 0 том, ЧТО основными процессами являются прямые электромагнитный (фотоиндуцируемый фотокристаллохимические процессы свеллинг облучаемой поверхности) [1, 2]. Основную роль при этом играют процессы собственного поглощения оптического излучения, которые, кстати, особенно в режиме насыщения возбуждения являются малоизученными [1, 2, 5].

Для объяснения экспериментальных результатов была использована каскадная модель поэтапного возбуждения химических связей в режиме насыщения возбуждения [1, 2]. Для кремния была использована фазовая диаграмма [1, 2] построенная для координационных чисел,

согласно которой кремний имеет четыре кристаллографические модификации. Аналогичная диаграмма может быть построена и для германия.

Для моделирования плотность атомов *N_a* кремния и германия определялась с помощью формулы (2)

$$N_a = \frac{\rho N_A}{A},\tag{2}$$

где ρ – плотность облучаемого материала, N_A – число Авогадро, A – вес одного грамматома.

Далее плотность атомов умножалась на координационное число и на энергию химической связи, что соответствует одному координационному числу. Переход от одной кристаллографической модификации к другой есть не что иное, как уменьшение (при переходе к структурам с более низкой симметрий) или увеличение (при переходе к структуре с более высокой симметрией) координационного числа на соответствующее число единиц. При подстановке соответствующих значений энергии для кремния и германия было получено удовлетворительное объяснения экспериментальных результатов для образования лазерноиндуцируемых наноструктур для германия и кремния [2].

С помощью каскадной модели были объяснены также и экспериментальные результаты по получению поверхностных наноструктур группы Цукамото после облучения сериями фемтосекундных лазерных импульсов (длина волны облучения 800 нм, частота следования импульсов 1 кГц, длительность импульса 100 фс, плотность энергии облучения 0,25, 0,75 и 1,5 Дж/см²) [2, 6]. Поляритон-плазмонная модель Макина позволяет объяснить закономерности появления поверхностных лазерно-индуцируемых интерферограмм. Каскадная модель позволяет оценить размеры отдельных наноструктур, а также их кристаллохимический состав. Так согласно этой модели лазерно-индуцируемые «нанохолмы» или же «наноколонны» титана должны иметь гексагональную структуру, в то время как подложка – кубическую [2]. При тепловом прогреве титана остается одна кубическая модификация [2]. Проверка этого теоретического результата может подтвердить вывод об фотохимической природе образования поверхностных лазерно-индуцируемых наноструктур и на титане.

Для оценки лазерно-индуцируемых объемных разрушений была использована модифицированная модель Релея [2]. Следует отметить, что вопрос о возможном влиянии светового давления и ударных процессов на формирование объемных разрушений в облучаемых диэлектриках обсуждался еще в исследованиях Б. Шармы [8]. В этом случае значительное влияние могут оказывать процессы переиздучения [5].

При образовании филаментов в облученных твердотельных материалах образуются воиды и каверны [2, 6]. Образование воидов может быть связано с ударной ионизацией и оптическим (лазерным) пробоем диэлектрика. Это явление тесно связано также и с явлениями самофокусировки и самоканалирования [2].

Для оценки экспериментальных результатов нами была предложена следующая модель (модифицированная модель Релея) [2]. Согласно этой модели мы можем определить с помощью формулы (3) максимальный радиус нановоида $R_{\rm max}$

$$R_{\max} ; \frac{2R}{0.915r} \sqrt{\frac{E_{ir}}{\pi \tau_i cE}}, \qquad (3)$$

где E_{ir} – плотность энергии облучения, R – радиус нановоида, r – эффективный радиус облучаемой зоны, c – скорость света, τ_i – длительность импульса облучения, E – модуль Юнга.

Эллипсоидальная форма нановоидов может быть определена с помощью соотношения между поперечной ϑ_{ts} и продольной ϑ_{ts} скоростями звука [2]. Это отношение можно назвать параметром эллипсоидальности α

$$\alpha = \frac{\mathcal{G}_{ls}}{\mathcal{G}_{ls}} = \sqrt{\frac{(1-2\nu)}{2(1-\nu)}}.$$
(4)

где *v* – коэффициент Пуассона.

В принципе в ыформулах (3) и (4) мы должны были бы использовать скорость рапспространения ударной волны, а не скорость звука, а в формуле (3) для определения $R_{\rm max}$ –

разницу между продольной и поперечной скоростями звука, а не скорость звука. В первом приближении можна воспользоваться данным подходом. Для построения более точной модели следует определить еще и скорости ударных волн (продольной и поперечной). В этом случае в этой формуле появиласьбы еще и зависимость от коэффициента Пуассона

Эта модель с успехом была использована для объяснения экспериментальных результатов группы Т. Окады по взаимодействию фемтосекундного лазерного излучения (длина волны облучения 800 нм, длительность импульса 130 фс, частота повторения импульсолв 1 кГц, плотность энергии облучения 200-300 нДж/импульс) на гексагональный карбид кремния [2, 6]. Излучение фокусировалось с помощью микроскопа. Была получена объемная каскадная структура разрушений с четырьмя элементами каскада [2, 6]. Появление каскадной структуры можна объяснить с помощью модели движущихся фокусов Лугового-Прохорова [2]. Параметры же нановоидов с довольно высокой точностью оцениваются с помощью формул (3) и (4).

Таким образом нами показано, что для объяснения основных экспериментальных результатов по образованию лазерно-индуцируемых нано и микроструктур целесообразно использовать каскадную модель поэтапного возбуждения соответствующих химических связей в режиме насыщения возбуждения. Для объяснения образования каскадов объемного разрушения прозрачных сред целесообразно использовать модель движущихся фокусов Лугового-Прохорова и модифицированную модель Релея.

Список литературы

1. P. P. Trokhimchuck, *Relaxed Optics: realities and perspectives*, Saarbrukken, Lambert Academic Publishing, (2016)

2. P. P. Trokhimchuck, *IJERD*, **14**, is.2 – V1, 48-61, (2018)

3. Г. Хакен, Синергетика, Москва, Мир, (1980)

4. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, Кооперативные явления в оптике, Москва, Наука, (1988)

5. P. P. Trokhimchuck, *IJARPS*, **4**, is. 2, 37-50 (2017)

6. В. С. Макин, Особенности образования упорядоченных микро- и наноструктур в кондесированной среде при лазерном возбуждении мод поверхностных поляритонов, Дис. на соискание ученой степени д.ф.-м.н., Санкт-Петербург, Государственный университет информационных технологий, механики и оптики, (2013)

7. A. Medvid', *Nanowires Science and Technology*, Vukovar, Inech, 61–82 (2010)

8. B. S. Sharma, *Laser-induced dielectric breakdown and mechanical damage in silicate glasses*. Ph. D. Thesis Burnaby Simon Fraser University, Canada, (1968)

ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ В МИКРОСКОПИИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Дьяченко А.А.* **, Максимова Л.А.*, Рябухо В.П.* **

*Институт проблем точной механики и управления РАН, Саратов, Россия **Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

Рассмотрены вопросы формирования интерференционных изображений в частично когерентном свете и влияние на их структуру когерентных свойств освещения. Получены выражения, описывающие эти эффекты, и приведено сравнение этих результатов с экспериментальными данными. Показаны границы применения полученных выражений и возможные их упрощения в отдельных случаях.

Для решения широкого класса измерительных задач в технике и биомедицине применяются методы интерференционной микроскопии [1-3], которые отличаются высокой точностью и информативностью измерений, высоким пространственным разрешением, использованием в качестве меры длины волны света, относительной простотой реализации, а также бесконтактностью измерений и отсутствием воздействия на измеряемый объект [4, 5, 6]. При совершенствовании алгоритмов обработки и анализа получаемых результатов актуальными становятся вопросы формального описания наблюдаемых интерференционных эффектов.

В рамках данной работы основным вопросом исследования было влияние когерентных свойств освещения на интерференционные цвета изображения тонких пленок, которые формируются при освещении объекта широкополосным излучением с широким угловым спектром без участия опорной волны [7, 8].

В ходе работы показано отдельно влияние частотных и пространственных спектральных свойств освещения на структуру интерференционной картины, а также проведен анализ совместного влияния пространственных и частотных спектров освещения на его когерентные свойства. В результате этого рассмотрения, разработана математическая модель, позволяющая моделировать цветные интерференционные картины тонких пленок. В этой модели учтены спектральные свойства освещения, как частотные, так и пространственные, спектральная чувствительность регистрирующей аппаратуры, оптические и геометрические свойства исследуемого объекта и возможность учета влияние оптической системы на когерентные параметры освещающего поля.

Разработанная модель использовалась нами для сравнения результатов теоретического моделирования интерференционных изображений пленок с экспериментальными данными. В качестве экспериментальной модели в работе использовались эритроциты в высушенном мазке крови на кремниевой подложке. Цветные интерференционные изображения были зарегистрированы с помощью оптического микроскопа «Микромед Полар – 1» и цветной цифровой камеры «ToupCam UCMOS03100KPA».

При изменении пространственно временных спектральных свойств освещения наблюдалось изменение в структуре этих интерференционных изображений, что проявлялось в изменении их цвета, падении контраста и т.д. Были проведены сравнения этих изменений с теоретическими расчётами.

Результаты, полученные в рамках данной работы, а именно экспериментальное исследование изменения цвета интерференционных картин, при изменении пространственно временных когерентных свойств освещающего поля, представленные на Рис.1, подтверждают идею о том, что цвет интерференционного изображения зависит не только от параметров самого слоистого объекта, но и от пространственных спектральных свойств освещающего поля. Особенно сильно эта зависимость проявилась в области высоких числовых апертур, где изменение интерференционного цвета достигало от 20% до 80% при апертурах выше 0,6.

Проведенное сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования приведено в виде соответствующих кривых для каждого цветового канала изображения на Рис. 2.



Рис. 1. Изменение цветовых координат цветного интерференционного изображения тонкой пленки при увеличении числовой апертуры освещающего поля

Эти кривые показывают общую корреляцию в своем поведение. Особенно это заметно на примере R и G компонент изображений. При этом, если для красной компоненты схожесть этих кривых наблюдается лишь в области малых апертур, то для зеленой компоненты кривые ведут себя схоже во всем диапазоне изменения угловой апертуры освещающего поля. Численное отличие в поведение этих кривых, как мы полагаем, объясняется тем, что в рамках данной модели при моделировании не учитывались дополнительные фазовые скачки волн при отражении от границы эритроцит - кремниевая подложка, что вносит свой вклад в формирование интерференционного цвета.



Рис. 2. Сравнение изменения цветовых координат экспериментального изображения интерференционного изображения тонкой пленки в каждом цветовом канале изображения с теоретическими расчетами

Анализ полученных результатов показывает, что дальнейшее развитие теоретической модели формирования в микроскопе цветных интерференционных изображений тонкослойных объектов для решения метрологических задач связано с учетом влияния не только оптических свойств самого объекта, но и эффектов пространственно-временной когерентности освещающего поля, которые в свою очередь определяются частотными и пространственными спектрами этого поля.

Кроме этого, анализ полученных данных показывает необходимость рассмотрения вопроса анализа наблюдаемой интерференционной картины изображения в спектральном виде. Здесь имеется в виду то, что анализируется именно частотный спектр результирующего интерференционного поля, в котором и содержится информация об оптической структуре тонкой пленки. Данный подход, по сути, аналогичен методам, применяемыми в спектральной ОКТ. Рисунок 3 наглядно демонстрирует зависимость частотного спектра поля интерференционного изображения от изменения числовой апертуры освещающего слой поля, так и от самой толщины слоя при фиксированной апертуре освещения.



Рис. 3. Частотный спектр поля интерференционного изображения: слева - зависимость формы спектра от числовой апертуры освещения при фиксированной толщине тонкой пленки (*d*=600 нм); справа - зависимость формы спектра от толщины тонкой пленки при фиксированной числовой апертуре освещения (*N*A=0,8)

Представленные в рамках данной работы результаты получены в результате исследований, выполненных за счет гранта Российского научного фонда (проект №16-19-10528).

Список литературы

1. P. De Groot, Advanced in Optics and Photonics, 7, 1-65, (2015).

2. A. Dubois, L. Vabre, A.-C. Boccara, E. Beaurepaire, Applied Optics, 41(4), 805-812, (2002).

3. Г.Н. Вишняков, Г.Г. Левин, В.Л. Минаев, *Приборы и техника эксперимента*, **1**, 79-84, (2014).

4. А.Ф. Резчиков, В.П. Рябухо, *Проблемы машиностроения и надежности машин*, **1**, 68-79, (2010).

5. K. Kitagawa, Appied Optics, 52(10), 1998-2007, (2013).

6. S-W. Kim, G-H. Kim Applied Optics, 38(28), 5968-5973, (1999).

7. Д.В. Лякин, Н.Ю. Мысина, В.П. Рябухо, Оптика и спектроскопия, **124(3)**, 348-358, (2018).

8. A. Safrani, I. Abdulhalim, Applied Optics, 50(18), 3021-3027, (2011).

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СЕМЯН ПШЕНИЦЫ Зейниденов А.К., Аймуханов А.К., Рожкова К.С., Мухаметкали Т.,

Ишмуратова М.Ю., Тлеукенова С.У.*

* Карагандинский государственный университет им. академика Е.А.Букетова, Караганда, Казахстан

Исследованы спектрально-люминесцентные свойства семян пшеницы после облучения лазерным излучением. Установлено что, интенсивности излучения семян пшеницы имеет зависимость от длительности лазерного облучения. Изучены зависимости всхожести и энергии прорастания семян пшеницы от длительности лазерного облучения.

В последнее время неуклонно растет интерес к изучению воздействия когерентного излучения на растительные организмы. Интерес к данной проблеме обусловлен как необходимостью уточнения фундаментальных аспектов взаимодействия когерентного излучения с биосистемой, так и прикладными задачами [1, 2]. В настоящей работе исследованы спектрально-люминесцентные свойства и фотоиндуцированная реакция семян пшеницы после облучения лазерным излучением.

Семена пшеницы селекционной формы облучали в воздушно-сухом состоянии. Облучение семян пшеницы монохроматическим излучением проводилось с помощью непрерывного полупроводникового лазера с длиной волны генерации $\lambda_{\text{ген}} = 650$ нм. Плотность мощности облучения в рабочей зоне составляла 2,3 мВт. Регистрация спектров возбуждения и люминесценции исследуемых образцов осуществлялась на спектрометре CM2203 (Solar). затухания люминесценции семян пшеницы измерялась импульсном Кинетика на спектрофлуорометре с пикосекундным разрешением и регистрацией в режиме времякоррелированного счета фотонов. На Рис. 1 показаны спектры возбуждения и люминесценции семян пшеницы. Здесь спектр возбуждения имеет максимум на длине волны 436 нм. Фотовозбуждение люминесценции семян пшеницы осуществлялось на длине волны 440 нм. Спектр люминесценции семян пшеницы имеет максимум на длине волне 505 нм и полуширину 72 нм.



Рис. 1. Спектры возбуждения и люминесценции семян пшеницы

На Рис. 2а представлена зависимость интенсивности излучения семян пшеницы после воздействия лазерного излучения различной длительности. Из рисунка видно, что при фотовозбуждении семян пшеницы наблюдается рост интенсивности свечения. Интенсивность свечения семян пшеницы увеличивается до некоторого критического значения (t=240c), а дальнейшее увеличение времени облучения семян приводит к снижению интенсивности люминесценции. Положение максимума полосы и ее полуширина не меняются. Измерения кинетических характеристик люминесценции методом время-коррелированного счета фотонов при возбуждении образцов диодным лазером ($\lambda_{zen}=488$ нм, $\tau=40$ пс) показали, что логарифмические кривые затухания свечения необлученных семян пшеницы имеют нелинейную зависимость во всем временном диапазоне проведенных измерений. При этом в кинетике можно выделить два линейных участка с разным временем жизни свечения. Времена жизни возбужденных состояний, полученные при аппроксимации кривых затухания экспоненциальной

функцией, составили τ_1 =0,55нс и τ_1 =1,65нс соответственно (Рис. 26). При облучении семян лазерным излучением длительность люминесценции не меняется.



Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения семян пшеницы от длительности лазерного облучения (а) и кинетики затухания люминесценции семян пшеницы (б)

Зависимости всхожести и энергии прорастания семян пшеницы от длительности лазерного облучения показаны на Рис. 3. Из рисунка видно, что всхожесть и энергия прорастания семян пшеницы от времени облучения имеет несколько экстремумов. Всхожесть семян пшеницы увеличивается по мере длительности облучения. Максимальное значение всхожести и энергии прорастания достигает при времени облучения 30, 160, 240с. При этом всхожесть семян по сравнению с контролем (88,0%) увеличилась на 12,0% и составила 100,0%. Результаты по энергии прорастания семян от времени облучения показали похожую зависимость.



Рис. 3. Зависимость всхожести и энергии прорастания семян пшеницы от длительности лазерного облучения

Таким образом, проведенные исследования показали, что при облучении семян пшеницы интенсивность люминесценции увеличивается. Максимум интенсивности свечения наблюдается при времени облучения 240с. Дальнейшее увеличение времени облучения приводит к тушению интенсивности свечения. Зависимость биологического эффекта от длительности облучения имеет многомодальный вид с чередующимися максимумами и минимумами стимуляционного эффекта. Максимальное значение всхожести и энергии прорастания семян достигается при времени облучения 240с. Полученные результаты по энергии прорастания семян пшеницы от времени облучения аналогичную зависимость.

Список литературы

1. А.В. Будаговский, Квантовая электроника, 35, 369 (2005).

2. A.C. Hernandez, P.A. Dominguez, Laser in agriculture, 24, 407-422 (2010).
СИНТЕЗ ИМПУЛЬСНОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫМ ПОЛЕМ БУРОВЫХ ШНЕКОВ

Ильюшин Ю.В.

Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

Доклад просвещён синтезу и анализу формирования тепловых полей буровых шнеков на основе данных спектральных анализаторов. В докладе предлагается использовать для этих целей технологию Nvidia CUDA с адаптацией под нее математического аппарата анализа фотоснимков. Исходные данные для обработки были получены путем аэрофотосъемки средствами дистанционного зондирования местности беспилотными летательными аппаратами предприятия добычи минеральной воды ОАО «Нарзан» в городе Кисловодске.

Эколого-курортный район Кавказских Минеральных Вод занимает особое место среди курортных регионов России благодаря богатству, разнообразию, количеству и ценности минеральных вод, ландшафтных и климатических условий, лечебных грязей. В последнее время возросли темпы освоения ресурсов минеральных вод для целей курорта и промышленного розлива [1-3].

Увеличение количества предприятий по розливу минеральной воды и организаций санаторно-курортного типа оказывает существенное влияние на рост объемов водозабора минеральных вод. Нерациональный водоотбор приводит к ухудшению качества подземных вод, изменению их химического состава, температуры. Рост депрессионной воронки может привести к обрушению кровли пласта и исчезновению многих источников. Это касается всех вод, расположенных в регионе Кавказских Минеральных Вод. В силу указанного существует потенциальная опасность деградации рассматриваемых месторождений минеральных вод.

Поэтому важной задачей является составление прогнозных моделей развития гидролитосферных процессов региона при изменении объемов водозабора на различных участках месторождения. Это осуществляться за счет анализа аэрофотоснимков, полученных с помощью беспилотных летательных аппаратов. В настоящее время этот анализ проводиться за счет простых линейных алгоритмов [4-6].

В докладе предлагается использовать для этих целей технологию Nvidia CUDA с адаптацией под нее математического аппарата анализа фотоснимков. Исходные данные для обработки были получены путем аэрофотосъемки средствами дистанционного зондирования местности беспилотными летательными аппаратами предприятия добычи минеральной воды ОАО «Нарзан» в городе Кисловодске. Программные алгоритмы (№ 2013661620, № 2014613035, № 2014613151), приведённые в данном докладе, имеют авторские свидетельства, выданные Федеральным институтом промышленной собственности РФ.

1. Першин И. М. «Анализ и синтез систем с распределёнными параметрами» – Пятигорск, 2004, -212 с.

2. Першин И.М., Малков А.В., Москаленко А.С. Технологически безопасные режимы эксплуатации гидролитосферных объектов// Материалы всероссийской научной конференции «Вузовская наука Северо-Кавказскому федеральному округу». – Пятигорск: СКФУ, 2013.

3. Рапопорт Э.Я. «Анализ и синтез систем автоматического управления с распределенными параметрами» - Москва, Высшая школа, 205, -292с.

4. Малков А.В., Першин И.М., Цаплева В.В. Технологическая безопасность эксплуатации гидроминеральных источников. Журнал Известия ЮФУ. Технические науки- 2012. - №4 - С.25-31.

5. Першин И.М., Малков А.В. Синтез распределенных регуляторов для систем управления гидролитосферными процессами. – М.: Научный мир, 2007. – 256 с.

6. Ильюшин Ю. В. Методика синтеза нелинейных регуляторов для распределенного объекта управления. // Научное обозрение. 2012. №5. – С. 14- 17.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ОПТИКИ Худак Ю.И., Ахмедов И.А.*

МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия *Яндекс, Москва, Россия

Разработан математический аппарат, позволивший получить точные оценки энергетических коэффициентов отражения слоистых диэлектрических систем (СДС), обнаружить и изучить графовую структуру пространства импедансов СДС, существенно упростить постановки, анализ и решение оптимизационных задач просветления оптики.

1. Задача об отыскании плоских электромагнитных полей в СДС приводится к основной системе алгебраических уравнений относительно амплитуд прямой и обратной волн $C_j = (C_0^{(j)}, C_1^{(j)})$ в *j*-ом слое (*j* = 0,1,...,*N*+1) (номера 0, *N*+1 присвоены полупространствам с параметрами ε_j, μ_j слева и справа от СДС):

$$B_{j}C_{j} = B_{j+1}S_{j}C_{j+1}$$
, где $B_{j} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ p_{j} & -p_{j} \end{pmatrix}$, $S_{j} = \begin{pmatrix} e^{-iv_{j}k} & 0 \\ 0 & e^{iv_{j}k} \end{pmatrix}$
 $n_{j} = (\varepsilon_{j}\mu_{j})^{1/2}$ - коэффициент преломления, $p_{j} = (\frac{\varepsilon_{j}}{\mu_{j}})^{1/2}$ - импеданс, $v_{j} = n_{j}h$

электрическая толщина *j* - ого слоя СДС, а *k* - волновое число.

2. При отсутствии отражения на + ∞ : $C_1^{(N+1)} = 0$, и нормировке поля по прохождению: $C_0^{(N+1)} = 1$, решение прямой задачи единственно.

3. Амплитуды прямой и обратной волн слева от СДС связаны тождеством:

$$\left|C_{0}^{(0)}\right|^{2} - \left|C_{1}^{(0)}\right|^{2} = \Theta, \text{ где } \Theta = \frac{p_{N+1}}{p_{0}},$$

сводящим анализ дробно-рациональных энергетических коэффициентов отражения и пропускания к анализу квадратичных профилирующих функций (ПФ): $|C_s^{(0)}|^2$, s =0, 1.

4. Определение просветления на заданной частоте ω_0 плоскости π_0 - границы двух полупространств, когда коэффициент отражения Френеля $R_F = \left(\frac{1-\Theta}{1+\Theta}\right)^2$, где $\Theta = \frac{p_+}{p_-}$, а p_- и p_+ -

импедансы веществ, слева и справа от плоскости π_0 .

После нанесения на границу слоев диэлектриков "новая" СДС дает **просветление** на частоте ω_0 , если:

$$R(\omega_0) < R_F. \tag{1}$$

Показано [1, 2], что (1) эквивалентно квадратичным неравенствам для ПФ.

5. Предложены два варианта математических постановок оптимизационной задачи просветления: найти электродинамические параметры $\stackrel{l}{p} = (p_1, ..., p_N), \quad \stackrel{l}{v} = (v_1, ..., v_N)$ просветляющей СДС для границы π_0 двух полупространств (в нижеследующем тексте слева приведены исходные математические постановки задач, а справа, эквивалентные им квадратичные варианты постановок тех же задач).

 K_0 . *Классическая* (на фиксированной частоте ω_0):

$$\mathbf{R}(\dot{p}; \dot{\nu}; \omega_0) \xrightarrow{r}_{p; \nu} \to \min \quad \Leftrightarrow \quad \mathbf{F}(\dot{p}; \dot{\nu}; \omega_0) \xrightarrow{r}_{p; \nu} \to \min$$

 $C_{[\Omega_1,\Omega_2]}$. В смысле Чебышева (для заданного интервала частот $[\Omega_1,\Omega_2]$):

 $\max_{\Omega_1 \le \omega \le \Omega_2} \mathbf{R}(\omega; \overset{\mathbf{I}}{p}, \overset{\mathbf{I}}{v}) \xrightarrow{}_{p;v} \to \min \quad \Leftrightarrow \quad \max_{\Omega_1 \le \omega \le \Omega_2} \mathbf{F}(\omega; \overset{\mathbf{I}}{p}, \overset{\mathbf{I}}{v}) \xrightarrow{}_{p;v} \to \min$

Доказано, что классическая задача просветления N - слойной системой имеет счетное число равносильных между собой решений.

6. Решение задачи просветления в смысле Чебышева, уже в случае N = 1, является нетривиальной задачей, имеющей существенный методический интерес [3].

Для этой задачи доказано существование единственного глобального минимума.

7. При N = 2 профилирующая функция **F**($\omega; p, \nu$) имеет вид:

$$\mathbf{F}(t_1, t_2) \equiv \left| C_1^0(\omega) \right|^2 = (\alpha_0 x_1 x_2 - \alpha_3 y_1 y_2)^2 + (\alpha_1 x_1 y_2 + \alpha_2 y_1 x_2)^2,$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} (1 - \Theta), \quad \alpha_1 = \frac{1}{2} \left(\theta_3 - \frac{\Theta}{\theta_3} \right), \quad \alpha_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Theta}{\theta_1} - \theta_1 \right), \quad \alpha_3 = \frac{1}{2} \left(\theta_2 - \frac{\Theta}{\theta_2} \right),$$

$$x_1 = \cos \omega v_1, \quad x_2 = \cos \omega v_2, \quad y_1 = \sin \omega v_1, \quad y_2 = \sin \omega v_2, \qquad \theta_i = \frac{p_i}{p_{i-1}}, \quad \Theta = \frac{p_3}{p_0}$$

8. Нули энергетических коэффициентов отражения двухслойных СДС являются корнями системы уравнений: $\alpha_0 x_1 x_2 - \alpha_3 y_1 y_2 = 0$, $\alpha_1 x_1 y_2 + \alpha_2 y_1 x_2 = 0$.

9. В пространстве импедансов: $P_2^{def} \{ \stackrel{r}{p} = (p_1, p_2) \}$, - двухслойных СДС, введены "показательные" координаты (s_1, s_2) : $\theta_1 = \theta^{s_1+1/2}$, $\theta_2 = \theta^{s_2-s_1}$, $\theta_3 = \theta^{-s_2+1/2}$, в которых очевидно, что P_2 есть плоский граф с 20 вершинами, 66 ребрами и 48 гранями.

Каждому элементу графа P_2 отвечает класс двухслойных СДС. Показано [4], что 48 классов СДС, отвечающих граням P_2 , можно описать 24-мя упорядочивающими неравенствами: $\alpha_i^2 < \alpha_j^2 < \alpha_k^2 < \alpha_l^2$, кодируемыми перестановками (*ijkl*) для тех из них, у которых профилирующая функция $\mathbf{F}(p; v; \omega_0)$ имеет нули, и (*ijkl*) для тех, у которых профилирующие функции $\mathbf{F}(p; v; \omega_0)$ нулей не имеют.

10. На Рис. 1 изображено пространство импедансов P_2 , двухслойных СДС - карта изменения свойств функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$. На ней три жирные линии вырождения $\theta_j = 1$ образуют средний треугольник $\mathbf{I}', \mathbf{II}', \mathbf{III}'$, три полужирные линии $\theta_j = \Theta$ (на них $\alpha_j^2 = \alpha_0^2$), образуют большой треугольник, $\mathbf{I}, \mathbf{II}, \mathbf{III}$, три тонкие линии $\theta_j = \Theta^{1/2}$ (на них $\alpha_j = 0$), образуют малый треугольник $\mathbf{1}, \mathbf{2}, \mathbf{3}$.

Кроме того, нанесены три медианы всех треугольников (на них $\alpha_j^2 = \alpha_k^2$).

11. При любых s_1 , s_2 лежащих в замкнутой области малого треугольника **1**, **2**, **3**, и его внешних углов (см. Рис. 1), существуют нули $\mathbf{F}(t_1, t_2)$, а для классов СДС, у которых s_1 , s_2 лежат вне указанной замкнутой области: $\mathbf{F}(t_1, t_2) \neq 0$, т.е. область существования нулей $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ (при (s_1, s_2) в P_2) описывается неравенством:

$$\alpha_0 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \le 0 \tag{2}$$

12. На Рис. 2 изображен квадрат, - период функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$, внутри которого *тёмно-серым* цветом закрашены две области, куда *не могут* попадать нули функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$, ни при каких значениях s_1 , s_2 из P_2 . Остальную часть этого квадрата, занимают области, в которых могут *располагаться* нули $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ при выполнении условия (2). Эти области помечены на Рис.2 наборами (*ijkl*) точно так же, как соответствующие им области на Рис.1.



Рис. 1. Пространство P_2 импедансов двухслойных СДС в координатах (s_1, s_2)



Рис. 2. Границы расположения нулей функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ в соответствии с Рис. 1

13. Если неравенство (2) **строгое**, то внутри каждого периода профилирующей функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ существует ровно два нуля, расположенных центрально-симметрично относительно центра периода функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$. Положение нулей находится во взаимно однозначном соответствии со значением параметров (s_1, s_2) в соответствующей области и непрерывно от них зависят.

Если параметры СДС (s_1, s_2) таковы, что $\alpha_k = 0, k = 1, 2, 3$, то указанные выше два нуля функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ сливаются в один "двукратный" нуль в одной из **полувершин** периода функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$, - точках $(0, \pi/2)$ при $\alpha_2 = 0, (\pi/2, 0)$ при $\alpha_1 = 0$ и $(\pi/2, \pi/2)$ при $\alpha_3 = 0$.

14. Определение области просветления для $F_p^{(1)}(t)$: это множество точек t периода профилирующей функции, для которых $\mathbf{R}(\omega; p, v) < \mathbf{R}_{\mathbf{F}}$.

Показано [5], что при N = 2 границы областей просветления внутри каждого периода функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ являются образами гипербол (в котангенциальных переменных) и по своим свойствам для решения задачи просветления Чебышева делятся на пять принципиально разных классов.

Список литературы

1. И.А. Ахмедов, Ю.И. Худак, Proceedings of the 8th Congress of the International Society for Analysis, its Applications, and Computation (22-27 August 2011), Volume 1, Moscow: Peoples' Friendship University of Russia, 123-128, (2012).

2. Ю.И. Худак, Доклады АН, т.448, №5, 1-4, (2013).

3. И.А. Ахмедов, Ю.И. Худак, Нелинейный мир, №10, 12-15, (2013).

4. И.А. Ахмедов, Н.В. Музылев, Д.В. Парфенов, Ю.И. Худак, Электромагнитные волны и электронные системы, №2, 24-32, (2016).

5. И.А. Ахмедов, Н.В. Музылев, Д.В. Парфенов, Ю.И. Худак, *Нелинейный мир*, №2, 38-48, (2016).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЧАСТИЦ НАНОРАЗМЕРНОГО УРОВНЯ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛАЗЕРОМ. Базыленко В.А., Шапошников Л.В.

Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Москва, Россия

Исследуемый способ контроля шероховатости поверхности осуществляют по изменению характера интенсивности фотолюминесценции нанокремния при изменении угла между осью зондирующего излучения и нормалью к шероховатой поверхности.

Шероховатую поверхность покрывают слоем частиц наноразмерного уровня, например, кремнием. В качестве детектируемого информационного признака используют характерную фотолюминесценцию этих частиц, индуцируемую зондирующим лазерным излучением.

Обычный кремний обладает слабой фотолюминесценцией между 0,96 эВ и 1,20 эВ, то есть на энергиях, близких в ширине запрещенной зоны, составляющей при комнатной температуре 1,125 эВ. Такая фотолюминесценция в кремнии является следствием переходов электронов через запрещенную зону. Однако частицы кремния наноразмерного уровня демонстрируют сильную индуцированную светом фотолюминесценцию с энергиями заметно большими 1,4 эВ при температуре 300К. Кроме того, для фотолюминесценции частиц наноразмерного уровня кремния характерным является смещение спектральных линий возбуждения и фотолюминесценции, что позволяет уверенно выделять фотолюминесценцию в присутствии фоновой засветки индуцирующего ее лазерного излучения с использованием узкополосных оптических фильтров. Первичным при оценке параметров шероховатости является измерение интенсивности фотолюминесценции и определение на этой основе значений характерных углов между осью лазерного луча и нормалью к исследуемой поверхности. На Рис. такие характерные углы обозначены $\theta_{\rm кp}$ и $\theta_{\rm пред}$. Как видно из Рис. (внизу) угол $\theta_{\rm kp}$ определяет крайнее угловое положение лазерного луча, при котором не возникает области теми от шероховатости поверхности.

 $\theta_{\kappa p} = \operatorname{arctg}(S/H)$

где H – высота элемента шероховатости, S – полуширина элемента шероховатости.

(1)

(2)

При превышении текущего значения угла θ величины θ_{кр} поток энергии возбуждения фотолюминесценции уменьшается вследствие эффекта экранирования (затенения) возбуждаемой частицы шероховатостью поверхности, и в конце концов частица полностью попадает в область тени. При этом ее фотолюминесценция прекращается. Отсюда другим параметром, характеризующим рассматриваемый способ, является угол θ_{пред}, при котором располагаемая на поверхности частица полностью попадает в область тени от неровности микрорельефа.

Значение величины θ_{nped} можно оценить при использовании следующего соотношения

$$\theta_{\text{npeg}} = \theta_{\text{kp}} + \arcsin(2R/\text{sqrt}(H^2+S^2))$$

где R – радиус частицы наноразмерного уровня.

В случае реальной поверхности характер изменения интенсивности фотолюминесценции становится зависимым от параметров шероховатости поверхности. При изменении угла θ в диапазоне $\theta_{\kappa p} < \theta < \theta_{пред}$ характер изменения интенсивности фотолюминесценции частиц можно получить путем вычисления отношения площади сегмента сечения частицы, затененной выступающей неровностью поверхности, к общей площади сечения частицы.

Таким образом, величина интенсивности фотолюминесценции локальных участков поверхности в зоне лазерного пятна является детектируемым информационным признаком, по которому определяются характерные углы $\theta_{\kappa p}$ и $\theta_{п p e d}$. На основании измеренных углов и известных размеров частиц наноразмерного уровня и формул (1) и (2) вычисляются параметры шероховатости локального участка. В результате исследований оптимальной оказалась блок-

схема, приведенная в правой верхней части рисунка для контроля шероховатости поверхности локальных участков и всей поверхности.



Рисунок. Блок-схема установки (вверху справа) по контролю шероховатости поверхности локальных участков, а также (внизу) графическое определение границ измерений

Лазерное пятно (3) помещают с помощью электромеханического координатного устройства (13) в заданную область поверхности с координатами ее центральной точки (x, y). Далее изменяют угловое положение лазерного луча в общем случае в диапазоне $0 < \theta < \pi$ как в плоскости 0XZ, так и в плоскости 0YZ, находя в каждом случае по две пары значении характерных углов ($-\theta_{\kappa p}$, $\theta_{\kappa p}$) и ($-\theta_{пред}$, $\theta_{пред}$) в плоскостях 0XZ и 0YZ соответственно. Сканируя по исследуемой поверхности, определяют массив значении углов $\theta_{\kappa p}$, $\theta_{пред}$, привязанный к координатам исследуемой поверхности. Путем соответствующей обработки массива данных получают характеристики шероховатости исследуемой поверхности, например максимальные величины неровностей, среднеарифметическое значение, среднеквадратическое отклонение, корреляцию между ближними и удаленными участками поверхности и др.

При осуществлении экспресс-контроля шероховатости поверхности оптической системой оптических линз (5.1) и (5.3) формируется луч зондирующего лазера (2), пятно (3) от которого покрывает всю исследуемую поверхность (или большую ее часть). В этом случае можно отказаться от использования электромеханического координатного устройства (13), а ось лазерного луча может быть заблаговременно выставлена относительно нормали к поверхности под углом $\theta_{высш}$, соответствующим $\theta_{пред}$ для известного размера частиц наноразмерного уровня и требуемой (контролируемой) чистоты обработки данной поверхности. Для контроля шероховатости поверхности под разным углом обзора, дополнительно вводится еще одно поворотное устройство.

Экспресс анализ шероховатости поверхности производят по наличию (или отсутствию) участков с отличной от максимальной для данного угла интенсивностью, измерение которой производится, например, при использовании синтезированной апертуры фотоприемников. При заданном угле $\theta_{\rm высш}$ и размерах частиц наноразмерного уровня отсутствие (или наличие) затененных или темных участков исследуемой поверхности указывает на соответствие (несоответствие) параметров шероховатости поверхности заданной.

Анализ результатов показал, что предлагаемый прецезионный оптический способ контроля шероховатости поверхности может быть реализован с использованием современных технологий, в том числе нанотехнологий и существующего электронного и оптического оборудования, особенно для поверхностей с высоким классом обработки.

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ В РЕЛАКСАЦИЮ УПРУГИХ И НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ ЧАСТИЦ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ОТКЛИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ФОТОННОГО ЭХА Ахмедшина Е.H^{*}., Нефедьев Л.А., Гарнаева Г.И., Макарова К.В., Замалиев Н.Э.

Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

Для разделения вкладов в затухание отклика стимулированного фотонного эха в газе предложена аппроксимация, которая дает возможность выделить из спада интенсивности вклад в затухание как неупругих столкновений, так и столкновений с изменением скорости частиц.

Спектральная неоднородность в газе обусловлена разбросом молекул по скоростям и зависимостью частоты Ω_{ik}^{j} (переход i-k) j-ой молекулы от скорости (эффект Доплера). При этом при отсутствии столкновений неоднородное уширение в разные моменты времени и на разных энергетических переходах полностью коррелирует между собой, так как частотные сдвиги за счет движения частиц, пропорциональны друг другу на разных переходах и на разных временных интервалах [1]:

Столкновения с изменением скорости приводят к случайным изменениям проекции скорости на направление наблюдения и, соответственно, случайные изменения частотных сдвигов при каждом отдельном столкновении. За интервал времени т между моментами времени наблюдения системы изменение угла между скоростью молекулы и направлением наблюдения:

$$\Delta \Omega_{ik}^{j} \left(\theta_{j}, \Delta \theta_{\eta} \right) = \Omega_{0ik}^{j} \frac{v_{j} \cos \left(\theta_{j} + \sum_{\eta=1}^{N(\tau)} \Delta \theta_{\eta} \right)}{c}, \tag{1}$$

где $\Delta \theta_{\eta}$ - величина угла случайного изменения направления скорости молекулы в результате отдельного η - го столкновения. Таким образом, каждая изохромата доплеровски уширенной линии случайным образом смещается в результате каждого столкновения с изменением скорости молекулы. Это приводит к некоррелированности неоднородного уширения в газе в разные моменты времени и потере фазовой памяти системы [2].

$$E \approx \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\pi} d\theta \int_{0}^{\infty} \exp\left\{ i\Omega_{0ik} \frac{v}{c} \left(t\cos(\theta(t) - \tau\cos(\theta(\tau_{1})) - \tau_{2}\cos(\theta(\tau_{2}))) \right) \right\} F(v) e^{\frac{\tau_{2}}{T_{1}}} dv,$$
(2)

$$\theta(t) = \theta + \sum_{\eta=1}^{N(t)} \Delta \theta_{\eta}, \ \theta(\tau) = \theta + \sum_{\eta=1}^{N(\tau)} \Delta \theta_{\eta}, \ \theta(\tau_1) = \theta + \sum_{\eta=1}^{N(\tau_1)} \Delta \theta_{\eta}.$$

где т₁- промежуток времени между первым и вторым возбуждающими лазерными импульсами, т₂- время подачи третьего (считывающего) лазерного импульса, T₁ – время продольной необратимой релаксации за счет неупругих столкновений частиц.

Затухание отклика стимулированного фотонного эха (СФЭ) обусловлено как неупругими столкновениями частиц, так и упругими столкновениями с изменением скорости. Для их разделения в работе предложена аппроксимация интенсивности отклика в виде

$$J: e^{-\beta \tau_2^n} e^{\frac{2\tau_2}{T_1}}$$
(3)

где параметры β и n выбираются для описания хода спада интенсивности СФЭ (рис.).

Это дает возможность выделить из экспериментального спада интенсивности СФЭ вклад в затухание как неупругих столкновений, так и столкновений с изменением скорости частиц, что может быть существенным при непараллельных волновых векторах первого и второго возбуждающих импульсов, что обычно осуществляется в экспериментальных для пространственного отделения отклика и возбуждающих импульсов.



Рисунок. Зависимость интенсивности СФЭ при изменении временного интервала между 2 и 3 импульсами (— - общий спад интенсивности, ---- - спад, за счет столкновений с изменением скорости при угле φ=2° между волновыми векторами k_1 и k_2 , – спад интенсивности за счет неупругих столкновений)

Список литературы

- 1. Нефедьев, Опт. и спектр., 52, № 6, 981-986, (1982).
- 2. Л.А. Нефедьев, Г.И. Хакимзянова, Опт. и спектр., 98, №1, 41-45, (2005).

ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫЕ КАНАЛЬНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ, СФОРМИРОВАННЫЕ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ С УЧЕТОМ ВКЛАДА ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФФЕКТОВ

Перин А.С., Будаев Б.М., Березина Е.А., Григорян Т.Л., Дмитриев Е.А.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Продемонстрировано формирование канальных волноводных оптических элементов лазерным излучением с длиной волны 532 нм в условиях обращения нелинейнооптического отклика материала с учетом совместного вклада пироэлектрического и фоторефрактивного эффектов.

Актуальными задачами современной фотоники и нелинейной оптики, являются преобразование пространственной структуры светового поля и возможность формирования фотонных волноводных элементов сложной топологии в кристаллических материалах, обладающих электрооптическими, сегнетоэлектрическими и нелинейно-оптическими свойствами [1]. Эффективность таких преобразований зависит от интенсивности света [2] и температуры образца [3]. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование формирования канальных волноводных структур при их оптическом индуцировании в кристалле ниобата лития с учетом вклада пироэлектрического и фоторефрактивного эффектов.

В экспериментах использовался номинально чистый образец кристалла ниобата лития с размерами $4 \times 10 \times 4$ мм³ вдоль осей *X*, *Y*, *Z* соответственно. Поляризация света соответствовала необыкновенной волне в кристалле. Источником излучения являлся твердотельный лазер YAG:Nd³⁺ с удвоением частоты (длина волны света λ =532 нм). На рис. 1 показана схема экспериментальной установки.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – источник лазерного излучения (YAG:Nd³⁺ лазер, λ=0,532 мкм), 2 – дифракционная решетка, 3,5 – коллимирующие линзы, 4 – диафрагма, 6 – микрообъектив,
 7 – образец LiNbO₃, 8 – элемент Пельтье, 9 – трехкоординатный микрометрический

столик, 10 – изображающая линза, 11 – анализатор лазерных пучков

Для формирования световых пучков заданного диаметра, распространяющихся в кристаллическом образце в параллельных направлениях, использовалась оптическая схема из амплитудной дифракционной решетки с периодом 21 мкм (2), пространственного фильтра (4), двух фокусирующих линз (3, 5) и микрообъектива (6). После дифракции на амплитудной решетке с помощью пространственного фильтра из светового поля выделялись дифракционные максимумы +1 и -1 порядков. Плоскость дифракции параллельна плоскости, в которой лежат оптическая ось кристалла и волновые векторы световых пучков. Фокусирующие линзы (3, 5) с фокусными расстояниями 26 и 22,5 см размещались на расстоянии 48,5 см. С помощью варьирования фокусных расстояний линзы (5) и микрообъектива обеспечивалось параллельное распространение световых пучков в образце с требуемым диаметром световых пятен на его входной плоскости. Световые поля на передней (входной) и задней (выходной) поверхностях образца изучались с помощью анализатора лазерных пучков.

На рис. 2 показаны картины световых полей на входной и выходной гранях образца. В начальный момент времени поперечный размер световых пятен на выходной грани кристалла увеличивается (Рис. 26). Это соответствует режиму линейной дифракции светового поля.

Увеличение световой мощности до 500 мкВт 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. 2в). Для компенсации как линейной, так и нелинейной дифракции светового пучка кристалл нагревался до температуры 75 °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. 2г). Время, необходимое для полной компенсации дифракции светового поля при указанных условиях экспериментов составляло от 20 до 50 секунд.





Рис. 2. Картины распределения световых полей: на входной (а) и выходной (б) гранях кристалла в начальный момент времени в линейном режиме дифракции; (в) картина светового поля на выходной плоскости образца и (г) при нагреве кристалла до 75 °C

Таким образом, в данной работе было исследовано формирование канальных волноводных структур, оптически индуцированных в кристалле ниобата лития с учетом вклада пироэлектрического и фоторефрактивного эффектов в нелинейный отклик среды. Отметим, что известные свойства притяжения и отталкивания светлых пространственных солитонов открывают возможности создания сложных канальных волноводных схем в подобных кристаллах.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (проект по заявке 3.1110.2017/ПЧ).

Список литературы

1. S. Toshiaki, M. Fujimura, Springer, (2003).

2. S.T. Popescu, A. Petris, V.I. Vlad, J. Appl. Phys., 113, 213110, (2013).

3. A.S. Perin, V.M. Shandarov, V.Yu. Ryabchenok, *Physics of Wave Phenomena*, **24**, №1, 1-4, (2016).

ФОРМИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР В КРИСТАЛЛЕ LiNbO3:Fe БЕССЕЛЕПОДОБНЫМИ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ Трушников И.А., Инюшов А.В., Перин А.С.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В работе исследованы особенности формирования голографических фотонных структур с помощью бесселеподобных световых пучков в Fe-легированном кристалле LiNbO₃. Гауссов лазерный пучок с длиной волны 457 нм преобразовывался в бесселеподобный при использовании амплитудной маски с кольцевой апертурой.

Материалы с пространственной периодической структурой находят широкое применение во многих областях физики и оптических устройств. Примером искусственной периодической структуры является фотонный кристалл. Периодически поляризованные кристаллы широко используются для генерации второй гармоники, генерации разностной частоты и оптических параметрических осцилляторов и т.д. В последнее время радиально-симметричные нелинейные фотонные кристаллы являются предметом обширных исследований.

Существует множество различных способов изготовления искусственных периодических структур, включая процессы травления, электронный пучок, глубокую УФ-литографию и голографическую технику.

Бездифракционные пучки представляют особый интерес для оптического индуцирования фотонных структур в фоторефрактивных средах, поскольку они обеспечивают формирование нерасходящихся контрастных и объемных решеток. В частности, лучи Бесселя [1] перспективны для создания кольцевых фотонных решеток. Также были предложены пучки Эйри [2], Вебера и Матье [3] для формирования соответствующих фотонных структур, модулированных в поперечной плоскости, но инвариантных в направлении распространения.

Основной целью данного исследования является генерация двумерных бесселеподобных световых полей путем освещения амплитудных масок с кольцевой апертурой. Полученное световое поле используется для формирования фотонных дифракционных систем в образце фоторефрактивного кристалла LiNbO₃:Fe.

Условия эксперимента и результаты

В качестве источника излучения в экспериментах использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения λ =457 нм. Параллельные лазерные пучки освещают амплитудную маску, расположенную в задней фокальной области сферической линзы (рис. 1).



Рис. 1. Схема экспериментальной установки для генерации бесселеподобных полей с помощью амплитудной маски с кольцевой апертурой

Сгенерированная интерференционная область формирует фотонную структуру в светочувствительном материале. С этой целью используется фоторефрактивный кристалл LiNbO₃:Fe. Для измерения фазы сформированной фотонной структуры использовались лазеры с λ =457 нм и λ =532 нм. Дифракционные картины в ближней и дальней зонах исследовались с помощью ПЗС-камеры, используя несфокусированные и сфокусированные лазерные пучки. Также для исследования структур использовался микроскоп с увеличением 80х.

На рис.2 представлено двумерное радиальное распределение (λ=457 нм) в фокальной плоскости сферической линзы с фокусным расстоянием 180 мм. Для генерации двумерного луча используется амплитудная маска с кольцевой апертурой. Диаметр кольца составляет 500 мкм, а ширина кольцевой щели 50 мкм.



Рис. 2. Картина бесселеподобного светового поля в поперечном сечении

Далее сгенерированные бесселеподобные пучки используются для оптического индуцирования фазовых дифракционных структур в фоторефрактивном образце LiNbO₃:Fe (0.05 об. %).

Мощность излучения при экспонировании составляла 15мВт, а время 10 мин. Записанная кольцевая фотонная структура была прозондирована с помощью синего лазера при мощности излучения 0.5 мВт. Получены дифракционные картины на выходной поверхности кристалла (рис.3) и дальней зоне (рис.4).



Рис. 3. Картина сформированной фотонной структуры с помощью бесселеподобного светового поля в течение 10 мин



Рис. 4. Световая картина в дальней зоне при оптическом зондировании фазовой структуры в кристалле

Таким образом, экспериментально сгенерированы двумерные бесселеподобные световые поля с помощью кольцевых апертур и подтверждена возможность создания дифракционных фотонных структур при их индуцировании в фоторефрактивных образцах ниобата лития.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (проект по заявке 3.1110.2017/ПЧ).

Список литературы

1. M. Duocastella, C.B. Arnold, Laser & Photonics Reviews, 6, №5, 607-621, (2012).

2. G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides, Optics Letters, 32, No.8, 979-981, (2007).

3. P. Rose, M. Boguslavski, C. Denz, New Journal of Physics, 14, №3, 033018, (2012).

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ ВО ВНЕШНЕМ СИНУСОИДАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Савченков Е.Н., Шандаров С.М., Мандель А.Е., Ахматханов А.Р.*, Шур В.Я.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,

Томск, Россия

*Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Экспериментально исследован характер временной зависимости эффективности брэгговской дифракции света на периодической доменной структуре в кристалле MgO:LiNbO₃ во внешнем синусоидальном электрическом поле. Рассмотрена теоретическая модель, учитывающая возмущения, наведенные в кристалле как приложенным электрическим полем, так и упругими и электрическими полями доменных стенок.

Перспективными приложениями периодических доменных структур (ПДС) в кристаллах ниобата лития являются основанные на дифракции Брэгга отклонение, модуляция и переключение лазерных пучков, реализуемые при низких значениях управляющего напряжения [1–5]. Для описания амплитудных зависимостей таких устройств обычно используется теоретическая модель, рассмотренная авторами [5]. Однако она не принимает во внимание вклада в дифракцию возмущений, создаваемых доменными стенками, который может быть значительным [6–8] и приводить к нелинейности амплитудной характеристики. Целью настоящей работы является исследование брэгговской дифракции света на ПДС с доменными стенками, параллельными плоскости YZ, в монокристаллическом образце MgO: 5 % LiNbO₃, в приложенном к нему вдоль оси Z синусоидальном электрическом поле.

В экспериментальных исследованиях дифракции Брэгга использовалась ПДС, которая имела пространственный период $\Lambda = 8.79$ мкм и была сформирована электрической переполяризацией в образце LiNbO₃: 5% MgO с размерами $40 \times 2 \times 1$ мм³ вдоль осей X, Y и Z, соответственно. При этом поперечные размеры переполяризованных областей кристалла с границами (доменными стенками), перпендикулярными кристаллографической оси Х, полностью соответствовали его поперечному сечению. Для приложения к ПДС синусоидального напряжения с частотой f = 1 кГц и амплитудой U_m от 0 до 136 В применялись металлические электроды, механически прижимаемые к полированным граням образца, перпендикулярным полярной оси Z. Световой пучок с поляризацией вдоль оси Z, длиной волны $\lambda = 655$ нм и фокусировался в цилиндрической линзой мощностью 25 мВт середину образца, столике. между устанавливаемого на поворотном Угол осью данного пучка, распространяющегося в плоскости ХҮ, и кристаллографическим направлением Ү, устанавливался равным углу Брэгга для первой ($\theta_{B}^{(1)}$) или второй пространственной гармоники ($\theta_{\rm B}^{(2)} = 2\theta_{\rm B}^{(1)}$) возмущений необыкновенного показателя преломления $\dot{\Delta n}_{1,2}^{e}$, создаваемых ПДС. Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка регистрировалась фотодиодом ФД-24К и фиксировалась осциллографом Tektronix TDS 2012С.

Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка, наряду с постоянной составляющей и первой гармоникой, содержала компоненту с частотой 2*f*. Анализ показал, что дифракционная эффективность для первой ($\eta_1(t, U_m)$) и второй пространственной гармоники ($\eta_2(t, U_m)$) при заданном значении амплитуды модулирующего напряжения U_m может быть представлена в виде

$$\eta_{1,2}(t, U_m) = \eta_{1,2}^{(0)}(U_m) + \eta_{1,2}^{(1)}(U_m) \sin\left[\frac{2\pi}{T}(t+t_0)\right] + \eta_{1,2}^{(2)}(U_m) \cos\left[\frac{4\pi}{T}(t+t_0)\right],\tag{1}$$

где T = 1/f и t_0 – параметр, определяемый начальной фазой $U_m(t)$. Аппроксимация временной эволюции $\eta_{1,2}(t, U_m)$ позволила построить экспериментальные зависимости от U_m для

амплитуд Фурье-компонент $\eta_{1,2}^{(n)}(U_m)$ представленные точками на Рис. 1 и 2. Характерно, что линейную зависимость от U_m на этих рисунках демонстрирует только основная гармоника с частотой f.







Рис. 2. Зависимости амплитуд временных гармоник от напряжения, приложенного к ПДС, для дифракции Брэгга на второй пространственной гармонике создаваемых возмущений

Для описания экспериментально наблюдаемых зависимостей при слабой дифракционной эффективности воспользуемся приближенной формулой, следующей из известных соотношений [3, 9]

$$\eta_{1,2}^{e} \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_{\rm B}^{(1,2)}}\right)^{2} \left| \dot{\Delta} n_{1,2}^{e} \right|^{2}, \tag{2}$$

где d – длина взаимодействия. В $\Delta n_{1,2}^{e}$ должна быть учтена возможность фазового сдвига двух решеток, дающих вклад в возмущения показателя преломления необыкновенной волны. Первая из них связана с эффектом Поккельса, наведенным синусоидальным полем, приложенным к ПДС со знакопеременными в пространстве электрооптическими свойствами, а вторая – с возмущениями, создаваемыми упругими и электрическими полями доменных стенок [6–8]. Используя соотношения, приведенные в [3, 7, 8], представим амплитуду первой пространственной гармоники возмущений в виде:

$$\dot{\Delta n}_{1,2}^{e}(t) = -\frac{1}{2} n_{e}^{3} \left[r_{33} F_{eo}^{(1,2)} \frac{U_{m}}{h} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) - \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^{S}}{C_{11}^{P}}\right) P_{S}^{2} F_{dw}^{(1,2)} \right],$$
(3)

где h – толщина кристалла вдоль оси Z; $F_{eo}^{(1,2)}$ и $F_{dw}^{(1,2)}$ – амплитуды первой («1») и второй («2») пространственных гармоники, создаваемых внешним электрическим полем (*eo*) и доменными стенками (*dw*). Подстановка (3) в (2) приводит зависимость $\eta_{1,2}^e(t, U_m)$ к виду (1) при следующих значениях постоянной составляющей и амплитуд первой и второй гармоник:

$$\eta_{1,2}^{(0)}(U_m) = \left(\frac{\pi dn_e^3}{2\lambda\cos\theta_{\rm B}^{(1,2)}}\right)^2 \left[\left(R_{33} + p_{31}\frac{d_{31}^s}{C_{11}^P}\right)^2 P_s^4 \left(F_{dw}^{(1,2)}\right)^2 + \frac{\left(r_{33}F_{eo}^{(1,2)}\right)^2}{2h^2} U_m^2 \right],\tag{4}$$

$$\eta_{1,2}^{(1)}(U_m) = -2\left(\frac{\pi dn_e^3}{2\lambda\cos\theta_B^{1,2}}\right)^2 r_{33}\left(R_{33} + p_{31}\frac{d_{31}^s}{C_{11}^P}\right) P_s^2 \frac{F_{eo}^{(1,2)}F_{dw}^{(1,2)}}{h}\cos\Delta\phi_{1,2}U_m,$$
(5)

$$\eta_{1,2}^{(2)}(U_m) = -\left(\frac{\pi dn_e^3}{2\lambda\cos\theta_B^{(1,2)}}\right)^2 \frac{\left(r_{33}F_{eo}^{(1,2)}\right)^2}{2h^2}U_m^2,\tag{6}$$

где введены обозначения $F_{eo}^{(1,2)} = F_{eo}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{eo}^{(1,2)}), \quad F_{dw}^{(1,2)} = F_{dw}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{dw}^{(1,2)})$ и $\Delta \varphi_{1,2} = \varphi_{eo}^{(1,2)} - \varphi_{dw}^{(1,2)}$.

Соотношения (4) – (6) применялись для аппроксимации экспериментальных данных (сплошные линии на Рис. 1 и 2). При подгонке использовались следующие материальные параметры, соответствующие приведенным, например, в [3, 7, 8]: r_{33} = 30.8 пм/В, R_{33} = 0.091 м⁴/Кл², p_{31} = 0.17, d_{31}^{s} = 0.216·10⁹ м²H/Кл², C_{11}^{P} = 2.03·10¹¹ H/м², P_{s} = 0,75 Кл/м², n_{e} = 2.187. Минимальные отклонения от экспериментальных данных для первой пространственной гармоники наблюдались при $F_{eo}^{(1)}$ = 0.538, $F_{dv}^{(1)}$ = 42.9·10⁻⁶ и $\Delta \phi_1$ = 65°, и для второй – при $F_{eo}^{(2)}$ = 0.1, $F_{dw}^{(2)}$ = 1.064·10⁻⁴ и $\Delta \phi_2$ = 95,8°. Отличия $F_{eo}^{(1)}$ от 2/ π = 0.637 и $F_{eo}^{(2)}$ от 0 для исследованной ПДС может быть связано с неравными размерами переполяризованной и исходной областей кристалла на пространственном периоде Λ , а также с некоторым воздушным зазором между кристаллом и создающими внешнее поле металлическими электродами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проектной части Госзадания на 2017-2019 годы (проект №3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи м).

Список литературы

1. M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki, Appl. Phys. Lett., 69, 3659-3661, (1996).

2. J.A. Abernethy, C. B. E. Gawith, R. W. Eason and P. G. R. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2514-2516, (2002).

3. I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, and L. Guilbert, *Opt. Lett.*, **41**, 4174-4177, (2016).

4. H. Gnewuch, C. N. Pannell, G. W. Ross, P. G. R. Smith, and **H**. Geiger, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1730-1732, (1998).

5. M. Yamada, Rev. Sci. Instrum., 71, 4010-4016, (2000)

6. А.Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин., *Квантовая* электроника, **23**, № 7, 657-659, (1996).

7. S.M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Y. Shur, *Ferroelectrics*, **496**, 134-142, (2016).

8. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, A.V. Andrianova, G.I. Bolshanin, M.V. Borodin, A.Yu. Kim, S.V. Smirnov, A.R. Akhmatkhanov, V.Ya. Shur, *Ferroelectrics*, **508**, 49-57, (2017).

9. H. Kogelnik, Bell Syst. Tech. J, 48, 2909-2947, (1969).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ИЗ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЗОЛОТА ПОД СЛОЕМ ЖИДКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Сергеев М.М., Агеев Э.И., Андреева Я.М., Казакова Ю.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены экспериментальные результаты формирования наночастиц из тонких пленок золота на диэлектрической подложке при воздействии одиночных лазерных импульсов наносекундной длительности в жидкостях различной вязкости и на воздухе.

Получение монодисперсных наночастиц (НЧ) благородных металлов представляет значительный интерес для большого числа применений, таких как спектроскопия гигантского (поверхностно-усиленного) комбинационного рассеяния, катализ, разработка различных датчиков и фотоэлектрическая энергетика. Для получения таких структур может использоваться распад тонких металлических пленок при нагреве, который происходит вследствие минимизации свободной энергии системы, связанной с границами раздела пленки [1].

В настоящей работе экспериментально исследован лазерно-индуцированный распад тонких металлических пленок (6 нм) на диэлектрической подложке, по-видимому, вызванный наномасштабной неустойчивостью Рэлея-Тейлора [2], которая возникает вследствие давления паров жидкости на расплавленную пленку, и рассмотрено влияние вязкости жидкости на размерные характеристики образующихся НЧ.

Облучение образцов проводилось несфокусированным лазерным пучком одиночным импульсом длительностью 5 нс на длине волны 532 нм при плотности энергии 40 мДж/см². При этом мишень располагалась в акриловой кювете под слоем жидкости (вода (0,89 мПа·с), этанол (1,07 мПа·с), этилен гликоль (16,1 мПа·с), полиэтилен гликоль (150-190 мПа·с), глицерин (1412 мПа·с)) высотой порядка 3 мм или на воздухе (для сравнения).

Полученные структуры были исследованы методами оптической спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). СЭМ-снимки были проанализированы с помощью программного пакета ImageJ для получения детальной статистики по размерным характеристикам образующихся НЧ, а также их поверхностной плотности.

Показано, что НЧ, полученные при облучении в жидкостях с высоким значением вязкости, имеют достаточно узкое распределение по размерам и высокую плотность по сравнению с НЧ, образующимися при облучении на воздухе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00705.

Список литературы

1. D. Gentili, G Foschi, F. Valle, M. Cavallini, F. Biscarini, *Chemical Society Reviews*, **41**, №12, 4430-4443, (2012).

2. S. Yadavali, R. Kalyanaraman, AIP Advances, 4, No4, 047116 (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОЗДЕЙСТВИЯ СДВОЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВАРЬИРУЕМОЙ ВРЕМЕННОЙ ЗАДЕРЖКОЙ НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЙ КРЕМНИЙ Самохвалов А.А., Поляков Д.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено экспериментальное исследование процессов абляции и модификации монокристаллического кремния сдвоенными фемтосекундными импульсами в условиях изменения временной задержки между импульсами. Полученные экспериментальные данные сопоставлены с расчетами, выполненными в рамках двухтемпературного подхода.

В последнее время исследование воздействия сдвоенных фемтосекундных импульсов, разделенных временной задержкой, лежащей в интервале от 100 фс до 1 нс и имеющих сопоставимые энергии, на конденсированные среды привлекает повышенное внимание исследователей [1, 2]. С практической точки зрения это связано с недавним появлением лазерных источников генерирующих мощные фемтосекундные импульсы с высокой частотой следования (вплоть до терагерцовой) [3]. Оптимизация режимов такого воздействия для ряда приложений требует глубокого понимания физики протекающих как в течение ультракороткого воздействия, так и после его окончания, процессов. Исследование зависимостей порогов разрушения и динамики абляции от межимпульсной временной задержки и от соотношения энергий в импульсах позволяет судить о динамике процессов сверхбыстрого нагрева и релаксации возбужденного состояния, созданного первым импульсом, и поэтому представляет большой интерес.

В наших экспериментах в качестве источника излучения использовался фемтосекундный Ti:Sa лазер, генерирующий импульсы длительностью ~ 100 фс на длине волны 800 нм с частотой повторения 10 Гц. Разделение импульса осуществлялось с помощью интерферометра Майкельсона, одно из плеч которого имело регулируемую длину, что позволяло реализовывать межимпульсные задержки в диапазоне от 100 фс до 1 нс. Варьирование соотношения энергий формируемых импульсов осуществлялось с помощью дифракционного ослабителя, помещенного в неподвижное плечо интерферометра. В качестве образцов использовались пластины монокристаллического кремния. Все эксперименты проводились на воздухе при нормальных условиях.

Облученные образцы исследовались методами оптической и электронной микроскопии, а также интерферометрии белого света. В результате проведения экспериментов показано, что порог абляции при задержках более 10 пс монотонно растет и превышает порог при моноимпульсном воздействии не более, чем в 1,5 раза, вместе с тем на поверхности кремния возникают субмикронные структуры, причиной которых, судя по всему, являются процессы кипения расплава кремния под действием второго импульса. Полученные экспериментальные результаты сопоставлены с данными теоретических расчетов, выполненных в рамках двухтемпературного подхода с учетом процессов фотогенерации и рекомбинации неравновесных носителей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-32-00839.

Список литературы

- 1. S. Singha., Z. Hu, R. Gordon, Appl. Phys. Lett, 105, 111907, (2008).
- 2. W. Han et al., Optics Express, 22, No13, 15820 15828, (2014).
- 3. C. Kerse et al., *Nature*, **537**, 84-88, (2016).

ДИНАМИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ В КРИСТАЛЛЕ ТИТАНАТА ВИСМУТА, ЛЕГИРОВАННОМ КАДМИЕМ

Кистенева М.Г., Мезенцев Р.В., Сим Е.С., Шандаров С.М., Каргин Ю.Ф.*

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия *Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований изменений в оптическом поглощении в кристалле титаната висмута, легированном кадмием, при воздействии лазерного излучения с длиной волны 532 нм с правой и левой циркулярной поляризацией.

Характерной чертой спектров поглощения кристаллов класса силленитов является наличие полосы («плеча») в области 2,4 – 3,1 эВ на кривой поглощения [1]. Полоса положительного знака («дефектная полоса») с максимумом при 2,9 эВ наблюдается и в спектрах кругового дихроизма силленитов [2]. Интенсивность полос кругового дихроизма и величина показателя поглощения в области «плеча» обусловлены собственными структурными дефектами этих кристаллов. Наиболее заметно «дефектная» полоса и «плечо» поглощения выражены в спектрах кристаллов титаната висмута [2].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики фотоиндуцированного поглощения в легированном кадмием кристалле титаната висмута для лазерного излучения с длиной волны 532 нм, имеющего правую и левую циркулярную поляризацию.

Исследование динамики фотоиндуцированного поглощения проводилось по методике, описанной в [3]. В экспериментах использовался легированный кадмием кристалл титаната висмута (Bi₁₂TiO₂₀:Cd, сокращенно BTO:Cd) среза [100] с толщиной 1,5 мм. Лазерное излучением с длиной волны 532 нм использовалось как для засветки кристалла, так и для мониторинга фотоиндуцированных изменений его оптического поглощения. Средняя интенсивность излучения на входной грани кристалла составила ~ 130 мВт/см² для света с правой циркулярной поляризацией и ~ 200 мВт/см² для света с левой циркулярной поляризацией. Проведенные эксперименты продемонстрировали, что в кристалле ВТО:Cd лазерное излучения с длиной волны 532 нм вызывает его затемнение как при правой, так и при левой циркулярной поляризации. Результаты экспериментов по наблюдению динамики роста его показателя поглощения на интервале времени от 0 до 250 с представлены на Рис. точками.



Рисунок. Динамика изменения показателя поглощения света в кристалле BTO:Cd на длине волны 532 нм при левой (а) и правой (б) циркулярной поляризации. Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Большой разброс экспериментальных данных на Рис. связан с особенностями использованной цифровой системы, регистрирующей пропускание образца BTO:Cd.

Как видно из рис., фотоиндуцированное поглощение в кристалле BTO:Cd характеризуется участками быстрого и медленного роста. Временная зависимость изменений в поглощении удовлетворительно описывается суммой трех экспонент вида

$$\Delta k(t) = \Delta k^{st} \left[1 - a_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - a_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - (1 - a_1 - a_2) \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) \right],$$

со стационарным значением $\Delta k^{st} = 0,93 \text{ см}^{-1}$ и постоянными времени $\tau_1 = 0,9 \text{ c}$, $\tau_2 = 250,7 \text{ c}$ и $\tau_3 = 4790 \text{ c}$ для света с левой циркулярной поляризацией. При правой циркулярной поляризации эти величины составили $\Delta k^{st} = 0,54 \text{ см}^{-1}$, $\tau_1 = 16,9 \text{ c}$, $\tau_2 = 208,3 \text{ c}$ и $\tau_3 = 2560 \text{ c}$. Расчеты показывают, что изменение оптического поглощения при воздействии на исследуемый кристалл света с правой циркулярной поляризацией происходят значительно быстрее, по сравнению с наблюдаемым при её левом характере.

Таким образом, получено, что воздействие лазерного излучения с длиной волны 532 нм как при правой, так и при левой циркулярной поляризации приводит к увеличению собственного показателя поглощения в кристалле BTO:Cd на той же длине волны. Изменения оптического поглощения для света с правой круговой поляризацией характеризуются большей скоростью роста на начальном участке засветки кристалла.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017-2019 годы (№ 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (Проект № 16-29-14046-офи_м).

Список литературы

1. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко, *Фотоиндуцированные явления в силленитах*, Новосибирск: Наука, 160, (1990).

2. Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева, *Кристаллы Ві*₁₂*M*_x*O*_{20±δ}. *Синетез, строение, свойства,* Москва, 316, (2004).

3. Е.С. Худякова, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, Т.А. Корниенко, А.Л. Толстик, Ю.Ф. Каргин, Известия вузов. Радиофизика, **57**, №8-9, 660 – 665, (2014).

ДИСЛОКАЦИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В СИСТЕМЕ Si\SiO₂, ОБЛУЧЕННОЙ НАНОСЕКУНДЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ВОЛОКОННОГО Yb-ЛАЗЕРА

Поляков Д.С.,* Калядин А.Е.,** Пономарь С.В.,* Соболев Н.А.** *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия **Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В работе показано, что после облучения системы кремний-окисел серией наносекундных импульсов волоконного Yb-лазера в спектре фотолюминесценции появляются линии D1-D4 дислокационной люминесценции. Проведены исследования температурных зависимостей интенсивности линии D1, положения её максимума и полуширины.

Под дислокационной люминесценцией кремния обычно понимают появление четырех линий люминесценции D1-D4, лежащих в ближнем ИК диапазоне, в образцах кремния с высокой плотностью дислокаций. При этом линия D1 (с максимумом длины волны ~ 1550 нм), являющаяся, как правило, наиболее интенсивной, попадает в окно прозрачности волоконной оптики и "выживает" при комнатной температуре. Поэтому светоизлучающие структуры с дислокационной люминесценцией представляют существенный интерес для создания кремниевых светодиодов на их основе [1]. Известно, что воздействие импульсно-периодического лазерного излучения может приводить к генерации и накоплению точечных и протяженных дефектов в кремнии [2] и в системе кремний-окисел [3]. Однако, люминесцентные свойства лазерно-облученных образцов кремния и системы кремний-окисел практически не исследованы.

В нашей работе в качестве источника излучения использовался импульсно-периодический наносекундный волоконный Yb-лазер. Образцами служили пластины монокристаллического кремния (100) с термически выращенным слоем диоксида кремния толщиной 500 нм (система Si\SiO₂). Облучение проводилось путем построчного сканирования квадратного участка с размерами 3x3 мм². Средняя мощность излучения варьировалась в диапазоне 13 – 17 Вт, длительность импульса составляла 200 нс, частота следования импульсов 50 кГц, скорость сканирования 100 мм/с, диаметр пучка в плоскости обработки 240 мкм, расстояние между линиями сканирования 10 мкм. Облучение проводилось на воздухе при нормальных условиях. Измерения спектров фотолюминесценции полученных образцов осуществлялись в диапазоне длин волн 1000 – 1650 нм, при температурах 10 – 180 К.



Рисунок. Микрофотография поверхности и спектр люминесценции (при 10 K) образца, облученного со средней мощностью 16.2 Вт

На Рис. показана микрофотография участка поверхности образца, облученного со средней мощностью 16.2 Вт, и спектр люминесценции, измеренный при 10 К. В работе [3] высказано предположение, что дефекты круглой формы на поверхности образца возникают в местах локального микро-плавления кремния и представляют собой агломераты из дислокаций и точечных дефектов. В спектре люминесценции наблюдаются D1-D4 линии дислокационной

люминесценции, и доминирует линия D1 (1550 нм). Для полученных в работе образцов исследованы зависимости интенсивности линии D1 от мощности лазерного излучения и основных параметров линии (интенсивности, полуширины и положения максимума) от температуры измерения. Проведено сравнение полученных данных с результатами других работ, где формирование D1 линии осуществлялось с помощью других технологических методов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №18-79-10171.

Список литературы

- 1. Н.А. Соболев, *ФТП*, **44**, №1, 3-25, (2010).
- 2. А.Ф. Банишев, В.С. Голубев, А.Ю. Кремнев, ЖТФ, 70, №6, 33-38, (2001).
- 3. А.М.Скворцов, В.П.Вейко, К.Т.Хуинь, Д.С.Поляков, А.М.Тампер, *Квантовая* электроника, **47**, №6, 503-508, (2017).

ДИНАМИКА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ В КРИСТАЛЛАХ BSO И BSO:Cd Буримов Н.И., Сим Е.С., Кистенева М.Г., Шандаров С.М.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований динамики изменений оптического поглощения в кристаллах Bi₁₂SiO₂₀ и Bi₁₂SiO₂₀:Cd, индуцированных при одновременной засветке излучением из красной и зеленой областей спектра. Обнаружено нестационарное осциллирующее поведение изменений в собственном поглощении, как для лазерного пучка с длиной волны $\lambda_g = 532$ нм, так и для некогерентного излучения светодиода ($\lambda_{LED} \approx 515$ нм), в то время как наведенное ими поглощение в красной области ($\lambda_r = 655$ нм) имело временную зависимость, близкую к монотонной.

На оптические и фотоэлектрические свойства кристаллов со структурой силленита $Bi_{12}MO_{20}$ (M = Si, Ge, Ti) в видимой области спектра оказывают влияние дефектные центры, уровни которых расположены в запрещенной зоне. Изменение зарядового состояния таких центров, происходящее под действием светового излучения, приводит к изменению показателя преломления вследствие фоторефрактивного эффекта [1] и фотохромным изменениям в спектре оптического поглощения [2–5]. В работе [5] обнаружена неустойчивость установления и релаксации фотохромного эффекта в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$:Аl, проявляющаяся как спектральное перераспределение и осциллирующие кинетические зависимости его величины, в процессе экспозиции кристалла импульсным излучением с энергиями кванта 3,3 и 2,73 эB, и после неё.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований временных осцилляций фотохромного эффекта, проявляющегося в нелегированном и легированном Cd кристаллах силиката висмута (Bi₁₂SiO₂₀, BSO) при одновременной засветке излучением из красной (655 нм) и зеленой областей спектра, генерируемого твердотельным лазером ($\lambda_g = 532$ нм) или светоизлучающим диодом ($\lambda_{LED} \approx 515$ нм).

В экспериментах использовались кристаллы BSO и BSO:Cd среза (110) с толщинами 2,64 и 10,2 мм, соответственно. Для исследования динамики фотохромного эффекта проводились измерения фотоиндуцированных изменений в поглощении одновременно на двух длинах волн. В качестве зондирующего пучка, фиксирующего пропускание образца в течение всего эксперимента, использовался полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda_r = 655$ нм, линейной поляризацией и входной интенсивностью 9,5 мВт/см². Подсвечивающее излучение из зеленой области спектра, для которого также измерялась временная зависимость пропускания, создавалось, во-первых, лазерными пучками с длиной волны $\lambda_g = 532$ нм и левой или правой циркулярной поляризацией, с входными интенсивностями 11,7 и 7,8 мВт/см², соответственно. Во-вторых, эксперименты по подсветке кристалла BSO:Сd проводились и с использованием некогерентного излучения светоизлучающего диода с длиной волны λLED ≈ 515 нм и интенсивностью на входной грани образца, составляющей 70,4 мВт/см2. Перед каждым экспериментом образцы приводились в исходное состояние как естественной темновой релаксацией наведенных изменений в поглощении в течение от 1 суток до 2 недель, так и прогревом до 155 °C с последующим медленным охлаждением (~ 6 часов) в темновых условиях. Временные зависимости фотоиндуцированных изменений показателя поглощения кристалла $\Delta k(t)$, рассчитывались из экспериментальных данных по пропусканию по стандартной методике, изложенной, например, в [4].

Динамика фотоиндуцированных изменений собственного поглощения в кристаллах BSO (рис. 1, а) и BSO:Cd (рис. 1, б), наведенных излучением с $\lambda r = 655$ нм на начальном участке 1 и вызываемых подсветкой с $\lambda g = 532$ нм на интервалах 2 и 4, а также их релаксации для участков 3 и 5, показана темными ромбами. На данном рисунке крестами представлена временная эволюция собственного поглощения исследованных образцов на длине волны 532 нм, наблюдаемая в присутствии зондирующего лазерного пучка. Как видно из рис. 1, включение зондирующего пучка приводит к просветлению обоих образцов на участке 1. Включение подсвечивающего

лазерного пучка (532 нм) приводит к увеличению как собственного поглощения, так и к быстрому росту оптических потерь для света с длиной волны 655 нм (участки 2 и 4), а его выключение сопровождается релаксацией изменений, индуцированных подсветкой для зондирующего излучения (участки 3 и 5).



Рис. 1. Динамика изменения показателей оптического поглощения в кристаллах Bi₁₂SiO₂₀ (a) и Bi₁₂SiO₂₀:Cd (б) для зондирующего пучка с длиной волны 655 нм (ромбы) и для излучения подсветки с длиной волны 532 нм (кресты) и правой (а) и левой (б) круговой поляризацией, с её включением на участках 2 и 4 и с выключением на участках 3 и 5

Характерной особенностью поведения собственного показателя поглощения на длине волны 532 нм в обоих кристаллах является осциллирующий характер наведенных возмущений. Временные зависимости фотоиндуцированного поглощения для зондирующего света характеризуются значительно меньшими по амплитуде осцилляциями для кристалла BSO, а в образце BSO:Cd (см. рис. 1, б) они практически отсутствуют, в том числе на участке 2, где подсветка, индуцирующая заметное увеличение поглощения на длине волны 655 нм, такую неустойчивость для собственных потерь уверенно демонстрирует.

Для установления влияния когерентности излучения из зеленой области спектра на нестационарный характер фотоиндуцированного поглощения эксперименты, аналогичные по методике описанным выше, были выполнены для кристалла BSO:Cd с использованием некогерентной подсветки со средней длиной волны $\lambda_{LED} \approx 515$ нм. В этих экспериментах излучение светоизлучающего диода с помощью изображающей линзы концентрировалось на входной грани образца, с достижением интенсивности 70,4 мВт/см². Как следует из рис. 2, где динамика собственного поглощения на длине волны ~515 нм показана крестами, она также характеризуется нестационарными осцилляциями и оказывает такое же влияние на зондирующее излучение, как и в случае экспозиции кристалла BSO:Cd когерентной подсветкой.

Следует отметить, что наблюдавшаяся в работе [5] в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$: Al подобная неустойчивость фотохромного эффекта связывалось её авторами с конкуренцией процессов накопления и разрушения фотохромных центров $[Al_{Si}O_4]^0$.



Рис. 2. Динамика изменения показателей оптического поглощения в кристалле Bi₁₂SiO₂₀:Cd для зондирующего пучка с длиной волны 655 нм (ромбы) и для излучения некогерентной подсветки с длиной волны 515 нм (кресты) с её включением на участке 2 и выключением на участке 3

Таким образом, экспериментально обнаружена нестационарность развития динамики фотоиндуцированного поглощения как для лазерного пучка с длиной волны $\lambda_g = 532$ нм, так и для некогерентного излучения светодиода ($\lambda_{\text{LED}} \approx 515$ нм), не отражающаяся на плавном характере вызываемых ими изменений оптического поглощения зондирующего пучка в красной области спектра, на длине волны $\lambda_r = 655$ нм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках базовой части Госзадания на 2017-2019 годы (проект № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (грант № 16-29-14046-офи_м).

Список литературы

1. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике, СПб.: Наука, 318 с, (1992).

2. В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко Фотоиндуцированные явления в силленитах, Новосибирск: Наука, 160 с, (1990).

3. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др, *Квантовая электроника*, Т. 37, № 11, С. 1027-1032, (2007).

4. Е.С. Худякова, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров, *Известия вузов. Радиофизика*, **57**, № 8-9, 660-665, (2014).

5. Т.В. Панченко, А.А. Дяченко, О.В. Хмеленко, ФТТ, 57, 4, 753-757, (2015).

ДИНАМИКА ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В РЕЖИМЕ ТУННЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ

Бугай А.Н., Халяпин В.А.*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ^{*}ФГБОУ ВО «Калининградский государственный технический университет», Калининград, Россия

С помощью метода моментов получено аналитическое выражение, описывающее стабилизацию частоты импульса, обусловленное как вынужденным комбинационным саморассеянием, так и туннельной ионизацией с учетом поглощения.

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

$$\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\tau^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3\psi}{\partial\tau^3} - i\gamma\psi|\psi|^2 + \frac{\gamma}{\omega}\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\psi|\psi|^2\right) + i\gamma T_R\psi\frac{\partial|\psi|^2}{\partial\tau} + i\eta\psi\int_{-\infty}^{\tau}\left|\psi\right|^2 d\tau + \frac{\alpha}{2}\psi = 0.$$
(1)

Здесь ψ – медленно меняющаяся огибающая, z – ось, вдоль которой распространяется сигнал, $\tau = t - z / v_g$ – время в сопутствующей системе координат, v_g – групповая скорость импульса на его центральной частоте ω , η – коэффициент, характеризующий туннельную ионизацию, а α – характеризует поглощение при ионизации, β_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости (ДГС), β_3 – положительный параметр, определяющий дисперсию третьего порядка γ – *T_R* – характеризует коэффициент кубической нелинейности, вынужденного вклад комбинационного рассеяния. Коэффициент β_2 положителен, если центральная частота импульса лежит в области нормальной дисперсии групповой скорости и отрицателен в противоположном случае. Данное уравнение описывает динамику импульсов, имеющих интенсивность превосходящую пороговую так, что последней можно пренебречь [1].

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

$$\psi = B \sec h \left(\frac{\tau - T}{\tau_p} \right) \exp \left[i \left(\varphi + \Omega \left(\tau - T \right) - C \frac{(\tau - T)^2}{2\tau_p^2} \right) \right], \tag{2}$$

где B – амплитуда сигналаіs, τ_p – его длительность, C – параметр, определяющий частотную модуляцию, T – временное запаздывание, ϕ – фаза и Ω – смещение центральной частоты сигнала. Все параметры зависят от координаты z. Определим моменты импульса, следуя [2]

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 d\tau$$
(3)

$$\widetilde{C} = \frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\tau - T \right) \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau, \qquad (4)$$

$$\sigma^{2} = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T)^{2} |\psi|^{2} d\tau , \qquad (5)$$

$$T = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - T) |\psi|^2 d\tau , \qquad (6)$$

$$\Omega = -\frac{i}{2E} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \tau} \right) d\tau.$$
(7)

Здесь E – параметр, пропорциональный числу фотонов, $\tau_p^2 = 12\sigma^2/\pi^2$, $C = 12\tilde{C}/\pi^2$. Дифференцируя (3)–(7) по координате z и используя (1), получаем систему уравнений, из которой с учетом (2) находим

$$E_z = -\beta E , \tag{8}$$

$$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{4\gamma E}{15\tau_p^3} \left(T_R - \frac{5C}{4\omega} \right) - \frac{\eta E}{3\tau_p},\tag{9}$$

$$\frac{dT}{dz} = -\beta_2 \Omega + \frac{\beta_3}{2} \left(\frac{\left(1 + \pi^2 C^2 / 4\right)}{3\tau_p^2} + \Omega^2 \right) + \frac{\gamma E}{2\omega \tau_p},\tag{10}$$

$$\frac{d\tau_p^2}{dz} = 2C(\beta_2 - \beta_3 \Omega).$$
⁽¹¹⁾

$$\frac{dC}{dz} = \left(\beta_2 - \beta_3 \Omega\right) \left(\frac{4/\pi^2 + C^2}{\tau_p^2}\right) + \frac{2\gamma E}{\pi^2 \tau_p} \left(1 - \frac{\Omega}{\omega}\right),\tag{12}$$

Будем искать эволюцию параметров τ_p и Ω с помощью метода последовательных приближений. Используя (11) и полагая производную от C нулю, получаем из (12)

$$\Omega = \frac{|\beta_2|}{\beta_3} \left(\frac{\gamma \tau_p E}{2|\beta_2|} - 1 \right).$$
(13)

Поскольку на входе в среду начальное смещение частоты равно нулю ($\Omega_0 = 0$), то из (13) следует, что начальная энергия импульса E_0 соответствует известному значению для солитона НУШ $E_0 = 2|\beta_2|/\gamma\tau_0$. Начальное значения длительности будем обозначать как τ_0 . Подставляя (13) в (9) и учитывая (8), получаем уравнение для безразмерной длительности сигнала $u = \tau_p / \tau_0$

$$u^{3}u' = a - bu^{2} + \beta u^{4}, \tag{14}$$

где $a = 8\beta_3 T_R / 15\tau_0^4$ и $b = 2\eta\beta_3 / 3\gamma\tau_0^2$ – обратные характерные длины ВКС и фотоионизации соответственно. Если мы пренебрежем поглощением ($\beta \approx 0$), то уравнение (14) имеет решение

$$u_s^2 - 1 + \frac{a}{b} \ln \frac{bu_s^2 - a}{b - a} = -2bz.$$
(15)

Выражение (15) описывает изменение длительности импульса вплоть до точки стабилизации $u_{st} = \sqrt{a/b}$. Учет поглощения приводит к тому, что при условии, когда правая часть (14) не имеет корней $b^2 < 4a\beta$ решение (14) имеет вид

$$2\beta z = \ln \sqrt{\frac{\beta u^4 - bu^2 + a}{\beta - b + a}} + \frac{b}{\sqrt{4a\beta - b^2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{2\beta u^2 - b}{\sqrt{4a\beta - b^2}} - \operatorname{arctg} \frac{2\beta - b}{\sqrt{4a\beta - b^2}} \right).$$
(16)

Формула (16) соответствует случаю отсутствия точки стабилизации импульса и описывает увеличение его длительности. По мере уширения сигнала его амплитуда уменьшается и интенсивность импульса приближается к пороговой. В этом случае исходное приближение становится неприменимо. Если же $b^2 > 4a\beta$, то анализ правой часто уравнения (14) показывает, что импульс может иметь точку стабилизации при значении относительной длительности равном

$$u_{st} = \sqrt{\frac{\left(b - \sqrt{b^2 - 4a\beta}\right)}{2\beta}} \,. \tag{17}$$

Данное решение справедливо, когда интенсивность импульса значительно превосходит пороговое значение и перестает работать в противном случае (по мере динамики сигнала, сопровождающейся поглощением энергии). Если в (17) считать поглощение малым $b^2 >> 4a\beta$, то после разложения в ряд получаем значение для длительности стабилизации, полученное выше.

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

Список литературы

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

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

ВЫХОД ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОБРАТНЫХ ВОЛН ЗА ПРЕДЕЛЫ МЕТАМАТЕРИАЛА И НАРУШЕНИЕ УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ СУПЕРЛИНЗЫ

Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

Рассмотрено преломление плоской s - поляризованной электромагнитной волны на границе раздела метаматериал-вакуум. Показано, что область существования обратных волн выходит за пределы метаматериала. А это приводит к нарушению условий функционирования суперлинзы.

Особенности распространения электромагнитных волн в метаматериале являются предметом многих исследований [1] в связи с их возможными применениями. Например, при использовании плоскопараллельного слоя метаматериала с отрицательной вещественной частью показателя преломления в качестве суперлинзы [2]. Дело в том, что плоскопараллельный слой материала с отрицательными значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей может фокусировать излучение точечного источника [3]. Пусть источник расположен перед слоем на расстоянии d_1 (меньшем длины волны) от него. И пусть толщина слоя d, а изображение источника формируется на расстоянии d_3 позади слоя. Утверждается, что при $\varepsilon = \mu = -1$ (если слой расположен в вакууме) и при $d_1 + d_3 = d$ изображение источника идеальное [4]. Эффект основан на том, что слой с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$ усиливает неоднородные волны в излучении источника и при $\varepsilon = \mu = -1$ это усиление точно компенсирует затухание этих волн в областях перед слоем и после него. При тех же условиях отрицательный набег фазы этих волн в областях перед слоем и после него.

Анализ и критика концепции суперлинзы [1, 5, 6] связаны в основном с усилением неоднородных волн. Цель настоящей работы - анализ другой проблемы, возникающей при реализации суперлинзы, и связанной с распространяющимися в метаматериале обратными волнами. В работе в рамках молекулярной оптики показано, что область существования обратных волн выходит за пределы среды. Значит отрицательный набег фазы при распространении обратных волн увеличивается, а положительный при распространении обычных волн за метаматериалом уменьшается и их компенсации уже не происходит. Значит нарушается одно из условий функционирования суперлинзы.

Постановка задачи аналогична рассмотренной в [7]. Рассмотрим распространение s – поляризованного электромагнитного излучения в среде в модели молекулярной оптики. Метаматериал состоит из периодически расположенных плоскопараллельных монослоев (*dm*), составленных из точечных элементов Гюйгенса. Под элементами Гюйгенса понимаются частицы электрической ($A_d = A_d' - iA_d''$) и магнитной ($A_m = A_m' - iA_m''$) поляризуемостями. с Индуцированные электрические *d* и магнитные *m* дипольные моменты взаимно перпендикулярны и колеблются в фазе. Они предполагаются пропорциональными падающему на них электрическому и магнитному полям соответственно. Все монослои лежат в плоскостях *ху*, пересекающих ось *z* в точках Z_1, Z_2, \dots Расстояния между монослоями равны *a* и *a* << λ , где λ - длина волны излучения. Элементы в монослое расположены неупорядоченно с плотностью N. Поскольку внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается рассеяние последовательными монослоями элементов Гюйгенса. Учитывается, что каждый монослой находится в поле излучения всех других монослоев. Под действием внешнего поля элементы становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн. Интерференция этих волн определяет структуру электромагнитного поля в среде и за ее пределами.

На первый монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль x монохроматическое поле $E_0 = E_0 e_0 \exp(i\omega_0 t - ik_0 r)$ с частотой ω , волновым вектором

 $k_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации e_0 . Магнитное поле падающего излучения равно $H_0 = E_0(\cos \alpha e_y - \sin \alpha e_z) \exp(i\omega t - ik_0 r)$, где e_y и e_z - единичные векторы вдоль соответствующих осей. Индуцированные полем электрический дипольный момент $d_p = A_d E_0$ и магнитный дипольный момент $m_p = A_m H_0$ *p*-го элемента Гюйгенса (с радиус-вектором $r_p = (x_1, y_1, z_1)$) первого монослоя излучают.

Вычисление полей E_{10dm} и H_{10dm} , рассеянных этими элементами в точке наблюдения (x_2, y_2, z_2), подобно проведенному в [7], и дает

$$\boldsymbol{E}_{10dm}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_{dm}E_0\boldsymbol{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2), \qquad P_{dm} = P_d + P_m, \tag{1}$$

$$H_{10dm}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_{dm}E_0(\cos\alpha e_y - \sin\alpha e_z)\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2),$$
(2)

где
$$P_d = P_d' - iP_d'' = NA_d k^2 / 2k_{0z}$$
, $P_m = P_m' - iP_m'' = NA_m k^2 / 2k_{0z}$

На второй монослой элементов Гюйгенса падают поля (E_0 , H_0) и поля (1), (2), рассеянные первым монослоем, т.е. $E_0 + E_{10dm}$ и $H_0 + H_{10dm}$. Представим $1 - iP_{dm}$ в виде $F_{dm} \exp(-i\varphi_{dm})$. Тогда поле преломленной первым монослоем волны имеет вид

$$(1 - iP_{dm})E_0(x_2, y_2, z_2) = F_{dm}E_0e_0\exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a),$$
(3)

(4)

где $F_{dm} = \sqrt{(1 - P_{dm}'')^2 + P_{dm}'^2}$ и $\varphi_{dm} = arctg[P_{dm}'/(1 - P_{dm}'')]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные излучением монослоя, а

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

Значит элемент Гюйгенса второго монослоя "чувствует" поле (3) с волновым вектором $k_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$. И так далее. Распространяющееся вперед поле в точке нахождения элемента Гюйгенса *n*-го монослоя описывается выражением

$$E(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_{dm})^{n-1} E_0 e_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n) =$$

= $F_{dm}^{n-1} E_0 e_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a(n-1)]$ (5)

и пребдставдяет собой волну с волновым вектором k_2 . Представив модуль вектора k_2 в

виде $k_0 n_{dm}$, введем показатель преломления среды n_{dm} .

$$n_{d_m} = (1 + 2\xi \cos\alpha + \xi^2)^{1/2}, \quad \xi = \varphi_{d_m} / ak_0.$$
 (6)

Анализ различных возможных ситуаций, возникающих при преломлении на границе вакуум – метаматериал и описываемых соотношениями (4), (6), аналогичен проведенному в [7, 8]. Отметим еще одно следствие из (4), (6), не рассматривавшееся в [7, 8]. Равенство $n_{dm}^2 = 1$ справедливо как при $\xi = 0$ (что соответствует $n_{dm} = 1$ и рассмотрено в [7]), так и при $\xi = -2\cos \alpha$. В последнем случае из (6) следует, что $\varphi_{dm} = -2ak_{0z}$, т.е. отрицательный набег фазы φ_{dm} волны, обусловленный излучением монослоя, в два раза больше положительного набега фазы, обусловленного распространением вперед на периоде структуры. При этом из (4) следует, что $k_{2z} = -k_{0z}$. Показателю преломления среды при этом обычно приписывают значение $n_{dm} = -1$, что соответствует суперлинзе. Рассмотрим ситуацию подробно. Пусть метаматериал толщиной l = a(n-1) содержит n монослоев элементов Гюйгенса. Излучение последнего n-го монослоя, "чувствующего" поле (5), приводит к отрицательному сдвигу фазы ($\varphi_{dm} < 0$) распространяющегося вперед поля

$$\boldsymbol{E}(x, y, z_n + b) = (1 - iP_{dm})^n E_0 \boldsymbol{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}l - ik_{0z}b) =$$

= $F_{dm}^n E_0 \boldsymbol{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}l - ik_{3z}b],$

у которого *z* компонента волнового вектора равна $k_{3z} = k_{0z} + \varphi_{dm} / b$ и зависит от расстояния *b* от среды до точки наблюдения. Если $\varphi_{dm} < 0$, то при $b < |\varphi_{dm}| / k_{0z}$ величина k_{3z} отрицательна, что соответствует обратной волне. Для суперлинзы $\varphi_{dm} = -2ak_{0z}$ и получаем, что $k_{3z} < 0$ при b < 2a. С увеличением *b* отрицательный сдвиг фазы постепенно компенсируется положительным при распространении вперед.

Выход области существования обратных волн за пределы метаматериала был ранее получен в результате численных вычислений в работе [9]. Физический механизм этого явления при таком подходе не мог быть исследован.

Поле в среде и за ней формируется при сложении падающего поля и полей, рассеянных элементами Гюйгенса метаматериала. Выход области существования обратных волн за пределы среды обусловлен интерференцией электромагнитных волн и должен наблюдаться как при неупорядоченном (рассматриваемом в данной работе), так и при упорядоченном распределении элементов в монослое.

Список литературы

- 1. В.В. Шевченко. УФН. **Т.181**. №11. С.1172-1172, (2011).
- 2. A.S. Miron'chev, V.P. Yakubov. Russ. Phys. J. V.59. №8. P.1261-1267, (2016).
- 3. В.Г. Веселаго. УФН. **Т.92**. С.517-526, (1967).
- 4. J.B. Pendry. Phys. Rev. Lett. V.85. P.3966-3969, (2000).
- 5. С.Г. Раутиан. Опт. и спектр. **Т.105.** С.103-113, (2008).
- 6. А.Б. Петрин. *Письма в ЖЭТФ*. **Т.8**. №9. С.550-555, (2008).
- 7. Б.Б. Авербух. Письма в ЖТФ. Т.41. №10. С. 50 56, (2015).
- 8. Б.Б. Авербух. Письма в ЖТФ. Т.41. №24. С. 64 69, (2015).
- 9. V.N. Kissel, A.N. Lagar"kov. Phys. Rev. B72. P.085111-1 085111-8, (2005).

ОПТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ЗЕРКАЛО С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ

Авербух Б.Б., Авербух И.Б.

Тихоокеанский Государственный университет, Хабаровск, Россия

В модели молекулярной оптики получено условие реализации оптического магнитного зеркала на границе раздела вакуум – среда из электрических диполей (или из электрических и магнитных диполей).

При отражении нормально падающей плоской электромагнитной волны от проводящей поверхности (металлического зеркала) напряженности электрического поля падающей и отраженной волн противоположны друг другу. Полное (падающее плюс отраженное) тангенциальное электрическое поле на отражающей поверхности равно нулю (узел стоячей волны). Направления магнитных полей этих волн совпадают. Магнитных проводников в природе нет. Поэтому считается, что подобный отклик для магнитного поля (когда магнитные поля падающей и отраженной волн противоположны, а электрические по направлению совпадают) возможен только при отражении от "искусственной магнитной поверхности" или от "магнитного зеркала" [1, 2]. Создать это зеркало можно, только используя метаматериалы. Экспериментально это наблюдалось для рельефной металлической поверхности [3], металл-диэлектрической структуры [1, 2, 4] и диэлектрической поверхности [5, 6]. Оптическое магнитное зеркало рассматривается как новый эффект, демонстрирующий необычные граничные условия.

Опубликованные работы – в основном экспериментальные. В них исследуются метаматериалы с различными формами (куб, диск...) резонаторов, параметры которых определяются рабочей частотой. При теоретическом анализе среды характеризуются диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями или показателем преломления. Широко используются численные методы. Обычно считается, что эффект магнитного зеркала обусловлен магнитным откликом среды на падающее электромагнитное поле, хотя в работе [7] было показано, что роль магнитного дипольного и других магнитных откликов могут играть электрические резонансы более высоких порядков.

Но макроскопический подход и численные методы оставляют скрытыми многие детали физического механизма явления, которые при таком подходе не могут быть исследованы. Каково общее условие наблюдения явления? Действительно ли магнитное зеркало возможно только на границе искусственной среды? Можно ли его наблюдать на границе среды, состоящей только из электрических диполей? Почему можно наблюдать явление на границе слоя с квазинулевым показателем преломления и будет ли оно наблюдаться на границе среды с отрицательным показателем преломления? Общий ответ на эти вопросы, как и микроскопическая модель явления отсутствует. Не исследовалась также связь с законом отражения и формулами Френеля.

В данной работе на основании анализа, проведенного ранее [8] показано, что в случае плоской поверхности существование магнитного зеркала следует из формул Френеля. Получено общее микроскопическое условие реализации магнитных зеркал для случаев диэлектрических сред, скомпонованных только из электрических диполей (т.е. без магнитного отклика и без учета мультипольных моментов). Отсюда следует, что это явление может наблюдаться и на границе раздела материалов, существующих в природе. Полученное условие справедливо также для сред из электрических и магнитных диполей (т.е. с магнитным откликом). В частности, это могут быть среды с почти нулевым показателем преломления ($n \approx 0$) [2], Или среды с отрицательным показателем преломления нам не известны).

Рассмотрим отражение поляризованной вдоль оси х плоской электромагнитной волны

$$\boldsymbol{E}_{0} = \boldsymbol{E}_{0}\boldsymbol{e}_{0}\exp(i\omega t - i\boldsymbol{k}_{0}\boldsymbol{r}) \tag{1}$$

$$\boldsymbol{H}_{0} = (\cos \alpha \boldsymbol{e}_{y} - \sin \alpha \boldsymbol{e}_{z}) \boldsymbol{E}_{0} \exp(i\omega t - i\boldsymbol{k}_{0}\boldsymbol{r})$$
⁽²⁾

с частотой ω , волновым вектором $k_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации e_0 от границы раздела вакуум – среда из электрических диполей. Здесь e_y и e_z - единичные векторы вдоль

соответствующих осей. Среда состоит из плоскопараллельных монослоев электрических

диполей, характеризующихся поляризуемостью $A_d = A_d' - iA_d''$. Поля диполей учитываются полностью. Дипольные монослои лежат в плоскостях xy, пересекающих ось z в точках $z_1, z_2, z_3...$ Расстояния между монослоями равны a и $a << \lambda$, где λ - длина волны излучения. Диполи в монослоях расположены неупорядоченно (с плотностью N_d) и не взаимодействуют между собой. Размеры диполей много меньше расстояний между диполями, а также величин a и λ .

В работе [8] показано, что отраженная от среды волна определяется следующими выражениями для электрического и магнитного полей соответственно.

$$E_{R}(x, y, z < z_{1}) = -iP_{d}Be_{0}E_{0}\exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_{1}),$$
(3)

$$H_{R}(x, y, z < z_{1}) = iP_{d}BE_{0}(\cos\alpha e_{y} + \sin\alpha e_{z})\exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_{1}),$$
(4)
где $P_{d} = 2\pi N_{d}A_{d}k^{2}/k_{0z}, k = \omega/c, B = [1 - (1 - iP_{d})\exp(-2ik_{0z}a)]^{-1}.$ Величина ($-iP_{d}B$)

определяет коэффициент отражения. В оптическом диапазоне длин волн ($k_{0z}a \ll 1$), раскладывая в ряд функцию $\exp(-2ik_{0z}a)$ и учитывая член первого порядка малости, при $|P_{a}| \ll 1$ получаем,

определяют z компоненту волнового вектора k_2 волны в среде и изменение фазы волны, обусловленное излучением дипольного монослоя [8]. Совокупность полей (5) и (6) определяет поперечную отраженную волну.

При нормальном падении $\alpha = 0$ и z компонента магнитного поля и в падающей и в отраженной волнах исчезает. Если $\varphi_d < 0$, то $0 < k_{2z} < k_{0z}$ и $R_s > 0$. Это соответствует условиям $2\pi N_d A_d k^2 / k_{0z} <<1$, $k_{0z}a <<1$ и $A_d <0$. Электрические поля падающей и отраженной волн параллельны друг другу. Магнитные поля этих волн направлены противоположно друг другу. Это соответствует магнитному зеркалу. При наклонном падении, как видно из соотношений (5), (6), при $0 < k_{2z} < k_{0z}$ электрические поля падающей и отраженной волн по-прежнему параллельны.

Представим k_2 в виде $k_0 n_d^{-9}$, где $n_d = (1 + 2\xi \cos \alpha + \xi^2)^{\frac{1}{2}}$ описывает реальную часть показателя преломления, а $\xi = \varphi_d / ak_0$. Условие $0 < k_{2z} < k_{0z}$ означает $0 < n_d < 1$ и в определенных областях частот может выполняться и для обычных сред.

Рассмотрим теперь среду из периодически чередующихся электрических и магнитных дипольных монослоев. При падении полей (1), (2) на такой метаматериал z компонента волнового вектора $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$ волны в среде дается выражением ⁹

$$K_{z} = k_{0z} + (\varphi_{d} + \varphi_{m}) / 2a,$$
(8)

где $\varphi_m = arctg[P_m'/(1-P_m'')]$ определяет изменение фазы волны, обусловленное излучением магнитного дипольного монослоя, $P_m = 2\pi N_m A_m k^2 / k_{0z}$, N_m - плотность распределения магнитных диполей в монослое, а $A_m = A_m' - iA_m''$ - поляризуемость магнитного диполя. Коэффициент отражения Френеля теперь дается выражением $R_{s1} = (k_{0z} - K_z)/(K_z + k_{0z})$. Значит среда из чередующихся электрических и магнитных дипольных монослоев будет представлять собой магнитное зеркало при $k_{0z} > K_z$, т.е. при $(\varphi_d + \varphi_m) < 0$. В частности, при

 $k_{0z} = |(\varphi_d + \varphi_m)|/2a$ и $k_{0y} = 0$ из (8) следует, что показатель преломления *n* среды равен нулю (n = 0), т.к. $K_z = K = 0$. При распространении в среде обратных волн (т.е. при $K_z < 0$) магнитное зеркало реализуется при $2ak_{0z} < |\varphi_d + \varphi_m| < 4ak_{0z}$.

Таким образом, магнитное зеркало возможно, если *z* компонента волнового вектора волны в среде меньше *z* компоненты волнового вектора падающей волны. Условие реализации $0 \le k_{2z} < k_{0z}$ (или $k_{0z} > K_z$) переходит в $0 \le n_d < 1$ (или |n| < 1). Если $n_d = 0$ (или n = 0), то $R_s = R_{s1} = 1$, что соответствует результату работы [2]. Эффект возможен в средах с только электрическим дипольным откликом на внешнее поле и значит, в частности, на границе с естественными материалами в частотных областях, где $0 < n_d < 1$. Эффект возможен и на границе среды с отрицательным преломлением. Экспериментальные работы в этом случае нам не известны.

Список литературы

1. A.S. Schwanecke, V.A. Fedotov, V.V. Khardikov, S.L. Prosvirnin, Y. Chen, S.L., N.I. Zheludev. J. Opt. A: Pure Appl. Opt, V.9. P.L1–L2, (2007).

2. S.B. Choi, D.J. Park, S.J. Byun, J.Jisoo Kyoung, S.W. Hwang. Adv. Optical Mater. V.3. P.1719–1725, (2015).

3. J. Zhang, J-Y Ou, K F. MacDonald, N.I. Zheludev. J. Opt, 14, 114002 (6pp), (2012).

4. V.A. Fedonov, A.V. Rogacheva, N.I. Zheludev, P.L. Mladyonov, S.L. Prosvirnin. *Applied Physics Letters*, **V.88**, P. 091119-1 – 091119-3, (2006).

5. S. Liu, M.B. Sinclair, T.S. Manony, Y.C. Jun, S. Campione, J. Ginn, D.A. Bender, J.R Wendt, J.F. Ihlefeld, P.G. Glem, J.B. Wright, I. Brener. *Optica*, V.1, №4, P.250-256, (2014).

6. L. Lin, Z.H. Jiang, D. Ma, Z. Liu, D.H. Werner, T.S. Mayer. *Applied Physics Letters*, V.108, P. 171902-1 – 171902-5, (2016).

7. Liu W. Phys. Rev. Lett., 119, P.123902-1 - 123902-6, (2017).

8. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. Изв. вузов: Физика, 58, №12, 83-88, (2015).

9. Б.Б. Авербух, И.Б. Авербух. Изв. вузов: Физика, 59, №5, 117-122, (2016).

МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Проведены расчеты спектров оптического поглощения и магнитного кругового дихроизма двухчастичного кластера, содержащего ферромагнитную и плазмонную Рассмотрены случаи однородных наночастицы. И слоистых наночастиц. кластер. Исследовано составляющих влияние геометрических И электродинамических характеристик рассматриваемой системы на спектры поглощения и МКД.

В последнее время наблюдается рост интереса исследователей к композитным системам, объединяющим в себе наноструктуры с магнитными и плазмонными свойствами, в связи с возможностью их практического использования, например, в датчиках магнитного поля, биосенсорах, оптических устройствах передачи и обработки данных, управлении светом с помощью магнитного поля [1].

В данной работе рассчитаны спектры оптического поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) кластеров, состоящих из двух наночастиц, одна из которых имеет структуру «ядро-оболочка», как показано на Рис. 1.



Рис. 1. Конфигурация двухчастичного кластера, содержащего однородную и двухслойную наночастицы

Расчеты спектров оптического поглощения и МКД двухчастичных кластеров были проведены в рамках подхода, опирающегося на понятие тензора дипольной динамической поляризуемости $\dot{\alpha}(\omega)$ кластера [2]. В таком подходе сечение поглощения света определяется мнимой частью скалярной величины, содержащей $\dot{\alpha}(\omega)$

$$\sigma_{abs}(\omega) = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon_d} \operatorname{Im} \left[\mathbf{n}_E^* \cdot \overset{\mathbf{t}}{\alpha}(\omega) \cdot \mathbf{n}_E \right], \tag{1}$$

где \mathbf{n}_E – вектор поляризации световой волны, c – скорость света в вакууме, ε_d – диэлектрическая проницаемость среды, окружающей кластер. Спектр МКД представляет собой разность сечений поглощения света правой $\mathbf{n}_E^R = 1/\sqrt{2}(1, -i, 0)$ и левой $\mathbf{n}_E^L = 1/\sqrt{2}(1, i, 0)$ круговой поляризации.

Тензор поляризуемости кластера $\dot{\alpha}(\omega)$ в дипольном приближении выражается через поляризуемости $\dot{\alpha}_1(\omega)$ и $\dot{\alpha}_2(\omega)$ входящих в него частиц, которые тоже могут являться тензорами [2]

$$\begin{aligned} &\overset{\mathbf{t}}{\alpha}(\omega) = \left[\mathbf{I} - \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{1}(\omega) \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{2}(\omega) \overset{\mathbf{t}}{G}(\mathbf{r}) \overset{\mathbf{t}}{G}(\mathbf{r}) \right]^{-1} \times \\ & \left\{ \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{1}(\omega) \left[\mathbf{I} + \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{2}(\omega) \overset{\mathbf{t}}{G}(\mathbf{r}) \right] + \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{2}(\omega) \left[\mathbf{I} + \overset{\mathbf{t}}{\alpha}_{1}(\omega) \overset{\mathbf{t}}{G}(\mathbf{r}) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$(2)$$

где $G(\mathbf{r})$ – тензорная функция Грина, **I** – единичная матрица. Поляризуемости частиц, образующих кластер, определяются диэлектрическими свойствами материала частиц и их окружения. Диэлектрическая проницаемость ферромагнетика при ненулевой намагниченности, направленной вдоль оси *z* декартовой системы координат, представляет собой тензор [3]

$$\mathbf{t}_{\varepsilon_f}(\omega) = \varepsilon_1(\omega) \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0\\ iQ & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

где $\varepsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{pl1}^2 / (\omega^2 + i\gamma_1\omega)$, ω_{pl1} и γ_1 – плазменная частота и коэффициент диссипации, определяющий тепловые потери в металле, Q – магнитооптический параметр Фохта.

Во внешнем магнитном поле диэлектрическая проницаемость благородных металлов также является тензором [2, 4]. Однако, связанные с этим магнитооптические эффекты будут ощутимыми только в аномально больших магнитных полях. Поэтому в данной работе диэлектрическая проницаемость благородных металлов предполагалась скалярной функцией частоты $\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \omega_{pl2}^2 / (\omega^2 + i\gamma_2 \omega)$, где ω_{pl2} и γ_2 – плазменная частота и коэффициент диссипации, ε_{∞} – высокочастотная диэлектрическая проницаемость благородного металла.

Если слоистая частица имеет ферромагнитное ядро и плазмонную оболочку, то тензор поляризуемости такой наночастицы записывается в виде [4]

$$\begin{split} \dot{\alpha}_{1}(\omega) &= \\ \begin{bmatrix} t \\ \varepsilon_{f}(\omega) + 2\varepsilon_{m}(\omega)\mathbf{I} \\ \varepsilon_{m}(\omega) - \varepsilon_{d} \end{bmatrix} + \begin{pmatrix} t \\ \varepsilon_{f}(\omega) - \varepsilon_{m}(\omega)\mathbf{I} \\ \varepsilon_{m}(\omega) + \varepsilon_{d} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R_{1}/R_{2} \end{bmatrix}^{3} \\ \times \\ \begin{bmatrix} t \\ \varepsilon_{f}(\omega) + 2\varepsilon_{m}(\omega)\mathbf{I} \\ \varepsilon_{m}(\omega) + 2\varepsilon_{d} \end{bmatrix} + 2 \begin{pmatrix} t \\ \varepsilon_{f}(\omega) - \varepsilon_{m}(\omega)\mathbf{I} \\ \varepsilon_{m}(\omega) - \varepsilon_{d} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} R_{1}/R_{2} \end{bmatrix}^{3} \end{bmatrix}^{-1}, \end{split}$$
(3)

где R_1 и R_2 – радиусы ядра и всей частицы соответственно. В пределе $R_1 \rightarrow R_2$ формула (3) дает тензор поляризуемости однородной ферромагнитной частицы, а в пределе $R_1 \rightarrow 0$ – скалярную поляризуемость частицы из благородного металла. В результате замены в формуле (3) тензора $\epsilon_f(\omega)$ на диэлектрическую постоянную получается скалярная поляризуемость частицы с диэлектрическим ядром и плазмонной оболочкой.

Расчеты сечения поглощения (1) выполнены для случая, когда намагниченность ферромагнитной частицы направлена вдоль оси *z*, совпадающей с осью кластера и направлением распространения света. В этом случае квазистатическая функция Грина, входящая в формулу (2), является диагональной матрицей с элементами $G_{11}(r) = G_{22}(r) = -1/r^3$ и $G_{33}(r) = 2/r^3$.

При проведении расчетов были использованы следующие параметры модели: высокочастотная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{\infty} = 4.45$ (Ag) и 9.8 (Au); диэлектрическая проницаемость среды, окружающей кластер, и диэлектрического ядра частицы $\varepsilon_d = 2$; энергия объемного плазмона $\hbar \omega_{pl1} = 9.75$ эВ (Co), $\hbar \omega_{pl2} = 9.0$ эВ (Ag и Au); коэффициент диссипации $\gamma_1 = 0.63$ эВ (Co), $\gamma_2 = 0.027$ эВ (Ag и Au); параметр Фохта $Q = 10^{-3}$; расстояние между центрами частиц в кластере r = 20 нм; радиус ядра слоистой частицы R_1 варьировался от 0 до 5 нм; радиусы частиц были одинаковыми $R = R_2 = 5$ нм.

На Рис. 2 представлены спектры оптического поглощения (а) и МКД (б) кластера, состоящего из однородной кобальтовой наночастицы и двухслойной наночастицы с диэлектрическим ядром и серебряной оболочкой. Как видно из рисунка, при отсутствии диэлектрического ядра (кривая 1) в сечении поглощения имеются два пика. Пик, отвечающий серебряной наночастице, расположен в области 400 нм, пик кобальтовой наночастицы находится в области 270 нм. Наличие диэлектрического ядра (кривые 2 и 3) приводит к появлению дополнительного пика в области 320 нм, что связано с возникновением второй границы раздела «металл-диэлектрик» и, следовательно, второго плазмонного резонанса. Кроме того, с ростом радиуса ядра частицы наблюдается увеличение расстояния между пиками, отвечающими плазмонным резонансам на внутренней и внешней поверхностях серебряной оболочки. Изменение спектров Поглощения приводит и к изменению спектров МКД.

На Рис. 3 представлены спектры оптического поглощения (а) и МКД (б) кластера, состоящего из однородной золотой наночастицы и двухслойной наночастицы с кобальтовым ядром и серебряной оболочкой. При отсутствии серебряной оболочки (кривая 1) в сечении поглощения имеются два пика, соответствующие плазмонным резонансам кобальтовой и золотой наночастиц. Наличие серебряной оболочки приводит к появлению дополнительного пика в области плазмонного резонанса серебра (кривые 2 и 3) и смещению пика кобальта в сторону меньших длин волн, причем с ростом толщины оболочки расстояние между пиками, отвечающими кобальту и серебру, увеличивается. Положение пика, соответствующего золотой

наночастице, при этом не изменяется, наблюдается лишь незначительное изменение сечения по величине.







Рис. 3. Сечения поглощения (а) и спектры МКД (б) кластера «золотая частица – частица с кобальтовым ядром и серебряной оболочкой» при разных радиусах ядра: *R*₁ = 5 (1), 4 (2), 3 нм (3)

Таким образом, проведенное теоретическое исследование показало существенное влияние геометрических и электродинамических характеристик двухчастичного кластера на форму спектров оптического поглощения и МКД.

Список литературы

- 1. А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, Физика твердого тела, 58, вып. 8, 1513, (2016).
- 2. М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Известия вузов. Физика, 59, № 9, 87, (2016).
- 3. С.А. Лященко, З.И. Попов, С.Н. Варнаков и др., ЖЭТФ, 147, вып. 5, 1023, (2015).
- 4. М.Г. Кучеренко, В.М. Налбандян, Вестник ОГУ, № 13, 156, (2015).
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ В ВОЛНОВОДНЫХ КАНАЛАХ В ФПМ-ЖК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Семкин А.О., Шарангович С.Н., Дудник Д.И., Гусаченко К.О., Викулина И.А.

Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,

Томск, Россия

В данной работе приставлены результаты математического моделирования влияния внешнего электрического поля на условия распространения оптического излучения в волноводных каналах, голографически сформированных в ФПМ-ЖК. Показано, что воздействие электрического поля дает возможность управления условиями распространения света в волноводных каналах.

В настоящее время весьма актуальной задачей является разработка интегральнооптических устройств, одним из основных элементов которых являются направляющие системы. Отсюда встает вопрос поиска новых материалов, обеспечивающих долговременную стабильность, низкий уровень шумов и высокую фоточувствительность, в которых можно формировать направляющие системы. Решением может служить голографическое формирование системы управляемых волноводных каналов в фотополимерно-жидкокристаллической композиции (ФПМ-ЖК). А возможность управления условиями распространения света в них с помощью воздействия внешнего электрического поля может стать основой принципиально новых устройств.

Целью данной работы является проведение математического моделирования влияния внешнего электрического поля на условия распространения оптического излучения в волноводных каналах, сформированных в ФПМ-ЖК голографическим методом.

На основе результатов экспериментов, представленных в работе [1], и теоретической модели, разработанной в [2], было рассчитано пространственное распределение показателя преломления голографически сформированной структуры с учетом амплитуд первых двух пространственных гармоник, для угла формирования $\pm 2^{\circ}$ (Рис. 1). Выбор угла для проведения моделирования обусловлен тем, что при длине волны записи 633 нм, данный угол падения записывающих пучков обеспечивает формирование системы волноводных каналов с шириной канала 9 мкм, что соответствует диаметру сердцевины стандартного телекоммуникационного волокна.

Далее, на основе работы [3] был проведен расчет воздействия внешнего электрического поля на изменение показателя преломления. Необыкновенный и обыкновенный показатели преломления нематического жидкого кристалла (НЖК), содержащегося в композиции (характерны для МББА): $n_e = 1.717$, $n_o = 1.53$. Показатель преломления полимера – $n_p = 1.54$. Показатель преломления в «центре» волноводного канала определяется взаимной ориентацией «капсул» НЖК **Ñ** и вектора электрической напряженности внешнего поля **E**, а также величиной напряженности этого поля. Рис. 2 иллюстрирует поведение капли нематического жидкого электрического кристалла, при приложении поля напряженностью $E = n \cdot E_c \cdot$ E_{c} - напряженность электрического поля, которую необходимо приложить, для выполнения ориентационного перехода из $\mathbf{E} \perp \hat{\mathbf{N}}$ в $\mathbf{E} \parallel \hat{\mathbf{N}}$.

Угол поворота директора капли жидкого кристалла может быть найден из выражения (1):

$$\vartheta(E) = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{arctg}\left[\frac{\cos(2\vartheta_L)}{e^2 + \sin(2\vartheta_L)}\right],\tag{1}$$

где е – параметр, характеризующий действие электрического поля на каплю НЖК [3].

На Рис. 3 и Рис. 4 показаны зависимости изменения угла ориентации директора капли ϑ и показателя преломления *n* от приведенного внешнего поля *E* при различных углах первоначальной ориентации.



Рис. 1. Рассчитанный вид профиля показателя преломления структуры для угла формирования ±2



Рис. 3. Зависимость угла ориентации ϑ директора капли \hat{N} от приведенного внешнего поля *E* и угла начальной ориентации ϑ_L



Рис. 2. Схематическое изображение ориентации директора капли НЖК Ñ относительно большой оси эллипсоида L и вектора напряженности внешнего электрического поля E



Рис. 4. Зависимость показателя преломления n от приведенного внешнего поля E и угла начальной ориентации ϑ_L

Профиль показателя преломления сформированной структуры, при различных углах первоначальной ориентации, был аппроксимирован функцией (2) для профиля показателя преломления градиентного волновода [4].

$$n(x) = n_0 \cdot \sqrt{1 - 2 \cdot \Delta \cdot \left(\frac{x}{a}\right)^a},$$
(2)

где n_0 – показатель преломления в центре сформированного канала; Δ – относительная разность показателей преломления; *a* – параметр профиля волновода.

Численное значение параметра *a*, подбиралось таким образом, чтобы обеспечить наименьшую погрешность аппроксимации, которая составила менее 14,9%.

Вид рассчитанного профиля показателя преломления и аппроксимирующей его функции при различных углах начальной ориентации ϑ_L представлены на Рис. 5.

Зная, как изменяется показатель преломления в «центре» сформированного канала, определим из выражения (3) максимальное число мод, способных распространятся в волноводных каналах в условиях воздействия внешнего электрического поля.

$$M(E) = \frac{a}{a+2} \cdot a^2 \cdot k^2 \cdot n(E)^2 \cdot \Delta(E).$$
(3)

Результатом моделирования является график зависимости максимального числа мод, способных распространяться в волноводе при воздействии электрического поля разной напряженностью. Численное моделирование проводилось для двух длин волн 1550 нм. (Рис. 6) и 633 нм. (Рис. 7).



Рис. 5. Вид рассчитанного профиля показателя преломления и аппроксимирующей его функции, при различных углах начальной ориентации ϑ_L



Рис. 6. Зависимость максимального числа мод способных распространяться в волноводе на длине волны 1550 нм. от приведенного внешнего поля и угла начальной ориентации



Рис. 7. Зависимость максимального числа мод способных распространяться в волноводе на длине волны 633 нм. от приведенного внешнего поля и угла начальной ориентации

Из Рис. 6 и Рис. 7 видно, что воздействие электрического поля позволяет менять количество мод, способных распространяться в волноводе. При напряженности полч более $3,5 \cdot E_c$, вне зависимости от длины волны излучения, распространяющегося в волноводе, наблюдается отсечка при любой первоначальной ориентации капли НЖК.

Таким образом, в работе показана возможность создания электрически управляемых систем волноводных каналов, которые могут выступать в качестве основных компонентов принципиально новых устройств.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания (Проект № 3.1110.2017/4.6).

Список литературы

1. И.А. Викулина, К.О. Гусаченко, А.О. Семкин, Сборник научных трудов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук», 7, 39-41, (2017).

2. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович, Известия вузов. Физика, **61**, №1, 51-58, (2018).

3. О.А. Афонин, В.Ф. Названов, *Письма в ЖТФ*, **24**, №11, 87-94, (1998).

4. В.С. Серебрякова, В.Ф. Пашин, Е.В. Стригалев, Интегральная оптика: учеб. пособие, (2012).

ФОРМИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ДОЭ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ Семкин А.О., Шарангович С.Н., Долгирев В.О., Сон Д.И.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

В данной работе приведены результаты экспериментов по голографическому формированию дифракционных оптических элементов для преобразования Гауссовых световых пучков в Бесселеподобные в фотополимерных материалах.

В работе разработаны схемы экспериментальных установок для голографического формирования и считывания дифракционных оптических элементов (ДОЭ) для преобразования световых полей в Бесселеподобные.

Бесселеподобные пучки лазерного излучения имеют огромное количество возможных прикладных применений. Одно из них – это применение в устройствах манипулирования наноразмерными объектами [1]. Актуальным является поиск дешевых и технологичных методом формирования таких пучков. Одними из них являются преобразование волнового фронта Гауссовой световой волны с помощью аксиконной оптики [2, 3], а также дифракционными элементами [4]. Наиболее эффективным методом формирования дифракционных элементов является голографический с использованием фоточувствительных сред.

На рисунке 1 приведены схемы установок для формирования ДОЭ и его считывания.



Рис. 1. Схема установки для формирования ДОЭ (а) и схема установки для считывания ДОЭ (б)

На рисунке 1(а) лазер с длиной волны излучения 633 нм (1) формирует опорный Гауссов световой пучок с круговой поляризацией диаметром 1 мм и мощностью 2 мВт. После отражения от зеркала (2) пучок разделяется на два с помощью светоделительного кубика (3). Далее пучки проходят через оптические затворы (4). Далее сигнальный пучок посредством аксиконической линзы с углом при вершине в 45 градусов (аксикона, 5) приобретает Бесселеподобное распределение интенсивности. Расстояние от аксикона до образца фотополимерного материала (ФПМ, 6) выбирается исходя из равенства диаметров опорного и сигнального пучка в точке падения на образец. Опорный и сигнальный пучок интерферируют в образце ФПМ. Далее, следуя голографическому принципу, в образце ФПМ формируется фазовая пропускающая голограмма. Анализатор лазерных пучков (7) фиксирует распределение интенсивности проходящих сигнального и опорного пучков. На рисунке 2 приведены изображения опорного и сигнального пучков до начала формирования голограммы.

Далее для считывания сформированного голографического ДОЭ сигнальный пучок перекрывается затвором (4) и с помощью анализатора пучков исследуется распределение

интенсивности дифрагировавших волн. Дифрагировавший в первый порядок пучок имеет Бесселеподобное распределение, прошедший – Гауссово (см. рисунок 3).







Рис. 3. Распределения интенсивности прошедшего (б) и дифрагировавшего (а) пучка

Из рисунка 3(б) видно, что дифрагировавший пучок имеет Бесселеподобное распределение. Дифракционная эффективность (ДЭ) сформированного ДОЭ составила порядка 0.4%. Малая ДЭ объясняется высоким уровнем вносимых аксиконом потерь, соответственно, малой интенсивностью сигнального пучка. Для достижения большей ДЭ необходимо использовать более эффективную аксиконическую линзу.

В результате работы сформирован ДОЭ, позволяющий преобразовывать Гауссовы световые поля в Бесселеподные. Дифракционная эффективность ДОЭ – 0.4%. Ее увеличения возможно достичь при использовании более эффективного аксикона.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания (Проект № 3.1110.2017/4.6).

Список литературы

1. Соколовский Г.С., Лосев С.Н., Соболева К.К. и др., Письма в ЖТФ, **Т.57**, 53-59, 11, (2014).

2. Пятницкий Л.Н., Коробкин В.В., Труды ИОФАН, Т. 57, 59-114, (2000).

3. Курилкина С.Н., Ушакова Е.Е., Вестник БГУ, Серия 1, Физика-Математика-Информатика, №13, 7-12, (2010).

4. Казак А.А., Казак Л.А., Толстик А.Л., Мельникова Е.А., Вестник БГУ, Серия 1, Физика-Математика-Информатика, №1, 3-6, (2011).

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЕРИФИКАЦИЯ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ЛАЗЕРНОГО ДИОДНОГО МОДУЛЯ Щербакова А.В., Хорьков А. А., Петренко А.А., Бугров В.Е., Котова Е.И., Шеглов С.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приведены результаты верификации компьютерной модели оптической системы лазерного диодного модуля на этапе макетирования, так же приведены результаты моделирования и характеристики полученной оптической системы.

Возможность свободной транспортировки мощного излучения с минимальными потерями через оптическое волокно открывает широкие горизонты для применения лазеров в обработке деталей сложной геометрической формы, медицине и аддитивных технологиях. В последние годы в данной области стремительно развиваются технологии создания лазерных диодных модулей (ЛДМ) с волоконным выходом, главным принципом построения которых является согласование нескольких единичных лазерных диодов с оптическим волокном [1].

В ходе исследования было проведено компьютерное моделирование оптической системы ЛДМ с помощью программы Zemax. В качестве оптимального пространственного расположения источников (пяти торцевых лазерных диодов, излучающих на длине волны 1,02 мкм) была выбрана ступенчатая конфигурация с высотой ступеньки 600 мкм. С помощью зеркально-линзовой оптической системы, включающей FAC- линзы (fast- axis collimation), SAC-линзы (slow-axis collimation), собирающую линзу и поворотные зеркала, осуществляется коллимация лазерного излучения с его последующей фокусировкой на торец оптического волокна. Результаты моделирования, характеристики полученной оптической системы и требования к ней представлены в работе.

На этапе макетирования устройства ЛДМ наиболее сложными технологическими операциями являются позиционирование, юстировка и крепление элементов микрооптики (цилиндрические линзы для коллимации излучения лазерного диода, зеркала, линза для фокусировки на торец волокна) [2]. При последовательной установке каждого оптического элемента требуется достичь точного соответствия оси распространения лазерного пучка и оптических осей используемых компонентов оптической системы. В качестве критерия точности позиционирования коллимирующих линз были использованы картины распределения интенсивности излучения в дальнем и ближнем поле для минимизации остаточной расходимости пучка.

В работе приведены результаты верификации компьютерной модели оптической системы лазерного диодного модуля на этапе макетирования с использованием экспериментальной установки. Юстировка компонентов оптической системы производилась по ранее разработанному алгоритму. В качестве основных критериев соответствия макетного образца ЛДМ результатам компьютерного моделирования выбраны угловая расходимость излучения, полученная после прохождения лазерным пучком коллимирующих линз, а также оптическая мощность, измеренная на выходе оптического волокна.

Работа выполнена в рамках практико-ориентированной НИОКТР Университета ИТМО, проект №417016 «Разработка лазерного диодного модуля с волоконным выходом для аддитивных технологий».\

Список литературы

1. R. Diehl, Springer Science & Business Media, 78, 316-331, (2015).

2. M. Mohaupt, E. Beckert, R. Eberhardt, A. Tünnermann, *Alignment Procedures for Micro-optics* / Precision Assembly Technologies and Systems, 5th IFIP WG 5.5 International Precision Assembly Seminar (IPAS) Proceedings, 143-150, (2010).

ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ Х-ДИАПАЗОНА РАДИОФОТОННЫМ АЦП С ПСЕВДОСЛУЧАЙНОЙ ВЫБОРКОЙ

Земцов Д.С., Злоказов Е.Ю., Небавский В.А.,

Стариков Р.С., Хафизов И.Ж.

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,

Москва, Россия

В работе представлен способ псевдослучайной выборки частотно разреженного радиосигнала с использованием фотонного аналого-цифрового преобразования. Рассмотрены особенности восстановления сигнала, выбранного псевдослучайным образом, а также предложен алгоритм рекомбинации базиса псевдослучайной выборки.

В настоящее время исследования в области фотонных АЦП становятся все более популярными в связи с уникальными свойствами этих приборов, такими как широкая полоса модуляции, высокая временная стабильность лазерных источников и возможность коммутации оптического сигнала в параллельно работающие дискретные каналы [1]. Оцифровка широкополосных высокочастотных радиосигналов усложняется не только необходимость выдающихся пропускных частотных характеристик используемого оптоэлектронного оборудования. На сегодняшний день основное ограничение фотонных АЦ преобразователей – это недостаточно широкие частотные полосы электронных АЦП, которые используются в качестве выходных элементов схемы. Стоит также упомянуть тот факт, что анализ высокочастотных широкополосных сигналов методом эквидистантной выборки требует обработки большого количества данных, что связано с быстродействием всего метода в целом. В связи с перечисленными свойствами работы с высокочастотными широкополосными сигналами многие исследователи занимаются разработкой устройств, в основе которых лежат альтернативные эквидистантной методы выборки сигнала.

Наиболее интересной на данный момент методикой обработки сигналов является сжатая выборка (Compressive sensing в англоязычной литературе). Данный метод, как правило, основывается на том, что вместо классической эквидистантной выборки используется псевдослучайная [2]. Алгоритму сжатой выборки свойственно использование ограничений на множество сигналов, удовлетворяющих параметрам выборки, чтобы однозначно восстановить выбранный сигнал. Неэквидистантную псевдослучайную выборку можно структурировать таким образом, чтобы разреженность импульсов выборки позволяла их обрабатывать при помощи электронного АЦП с малыми по сравнению с параметрами сигнала частотными характеристиками [3].

Целью работы является создание алгоритма по восстановлению широкополосного высокочастотного сигнала при помощи фотонного аналого-цифрового преобразователя с псевдослучайной выборкой, выходным элементом которого является электронный АЦП с полосой пропускания порядка единиц гигагерц.

В данной работе проведено компьютерное моделирование фотонного аналого-цифрового преобразователя с псевдослучайной выборкой. В качестве обрабатываемого сигнала была взята суперпозиция нескольких гармонических функций в полосе от 0.3 до 13 ГГц. Псевдослучайная выборка была структурирована так, чтобы ее можно было обработать при помощи электронного АЦП с полосой в 2 ГГц. Чтобы удовлетворить этому условию, выборка сигнала осуществлялась раз в наносекунду, что соответствовало одному из тысячи отсчетов в наносекунде, при помощи которых задавался анализируемый сигнал.

Для восстановления сигнала создавался базис значений некоторого количества гармонических функций в моменты времени, соответствующие описанной псевдослучайной выборке. Ситуация, когда нет точной информации о частотном составе сигнала в рамках изучаемой полосы является естественной. Для возможности реконструкции такого сигнала была оценена возможность восстановления сигнала в рамках первоначального базиса, а также предложен алгоритм рекомбинации базиса таким образом, чтобы частоты его гармонических составляющих удовлетворяли компонентам исследуемого сигнала.

На Рис. 1 изображен результат восстановления гармонического состава сигнала с использованием идеального базиса псевдослучайной выборки. При этом гармонический состав анализируемого сигнала был следующим: сигнал был составлен из косинусов с нулевой начальной фазой и единичной амплитудой, частотный шаг был 50 МГц и 100 МГц для полос 0.3 – 3 ГГц и 10 – 13 ГГц соответственно. Частотный шаг базисных векторов – 10 МГц.







Рис. 2. Восстановление спектра сигнала при помощи некорректного базиса

С использованием подходящего базиса псевдослучайной выборки спектр сигнала восстанавливается идеально (Рис. 1.), однако многие реальные задачи требуют восстановления сигналов, когда информация о них весьма ограничена. Для рассмотрения ситуации, когда базисные вектора не соответствуют гармоническому составу сигнала в некоторой полосе, частотный состав сигнала в рамках полосы 0.3 - 3 ГГц был смещен на 5 МГц, а частотный состав сигнала в первоначальном базисе. Примечателен тот факт, что полоса 0.3 - 3 ГГц не распознается. При этом искажениям подвержены не только верно восстанавливаемые и ранее гармоники полосы 10 - 13 ГГц, но и полоса 3 – 10 ГГц, где гармоники сигнала отсутствуют. Подобное восстановление сигнала аналогично ситуации, когда неизвестно точное расположение гармоник сигнала в рамках анализируемой полосы и идеальный подбор базиса невозможен.

Алгоритм рекомбинации базиса псевдослучайной выборки, предлагаемый в данной работе, основывается на минимизации компонент восстанавливаемого спектра в полосе, где отсутствуют спектральные составляющие сигнала. В данном алгоритме в составе базиса рекомбинации остаются только вектора, отвечающие пустой частотной полосе сигнала и добавляется новый частотно перестраиваемый в рамках интересующей полосы вектор. Когда перестраиваемый вектор попадает на одну из гармоник сигнала, сумма квадратов коэффициентов разложения в базис рекомбинации обретает точку минимума. Таким образом каждая точка минимума соответствует очередной гармонике анализируемого сигнала, а значит вектору того идеального базиса, с которым нужно работать при восстановлении спектра сигнала из псевдослучайной выборки. На Рис. 3 представлена зависимость суммы квадратов коэффициентов разложения в базис рекомбинации без перестраиваемого вектора.

Точки минимума соответствуют частотам, которые должны принимать гармонические компоненты базиса псевдослучайной выборки, чтобы реконструкция сигнала была возможной. В данном случае в результате работы алгоритма верно было восстановлено наличие всех гармоник сигнала.

Таким образом становится ясно, что для рекомбинации базиса псевдослучайной выборки необходимо, чтобы в исходном сигнале существовали частотные полосы, где отсутствуют гармонические составляющие сигнала. Также для реализации изложенного метода подстройки базиса необходимо с некоторой точностью знать полосы, в которых содержатся спектральные компоненты сигнала.



Рис. 3. Результат работы алгоритма рекомбинации базиса

Важно понимать, что каждая итерация алгоритма рекомбинации требует решения одной СЛАУ, поэтому чем шире анализируемая полоса, тем дольше выполняется алгоритм. Варьировать также можно частотный шаг перестройки вектора, однако со слишком низким значением разрешения рекомбинации есть вероятность пропустить гармонику сигнала, которая породит искажения в реконструированный в дальнейшем спектр.

В качестве результатов данной работы можно выделить адаптацию алгоритма псевдослучайной выборки для использования в фотонных АЦП, методику реконструкции сигнала, а также предложенный алгоритм рекомбинации базиса псевдослучайной выборки.

Список литературы

- 1. Р.С. Стариков, Успехи современной радиоэлектроники, №2, 3-39, (2015).
- 2. D.L. Donoho, IEEE Transactions on Information Theory, 52, №4, 1989-1306, (2006).
- 3. T.R. Clark, *Journal of Lightwave Technology*, **34**, №11, 2848-2855, (2016).

ВЛИЯНИЕ БИНАРИЗАЦИИ ИНВАРИАНТНЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ С ОПТИМИЗАЦИЕЙ ПАРАМЕТРОВ НА КАЧЕСТВО РАСПОЗНАВАНИЯ ПОЛУТОНОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Гончаров Д.С., Пономарев Н.М., Стариков Р.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В работе произведено компьютерное моделирование работы инвариантного оптического коррелятора с бинарным выводом голограмм корреляционных фильтров с оптимизацией параметров. Показано влияние бинаризации на качество распознавания полутоновых изображений.

Корреляционное распознавание образов – направление на стыке информационной оптики и машинного зрения, испытывающее, наряду с прочими методами распознавания образов, бурное развитие в настоящее время. Главное достоинство корреляционного метода перед другими методами – его быстродействие, ограниченное быстродействием оптических элементов, в первую очередь, пространственно-временных модуляторов света (ПВМС). В данном отношении большой интерес представляет использование микрозеркальных ПВМС в качестве устройств вывода корреляционных фильтров в оптическом корреляторе: на данный момент, серийно выпускаются микрозеркальные ПВМС с частотой модуляции излучения свыше 32 кГц, в то время как быстродействие жидкокристаллических ПВМС ограничено сотнями Гц.

Проблема использования микрозеркальных ПВМС состоит в том, что они производят бинарную амплитудную модуляцию излучения. В системах, где приемником излучения является человеческий глаз (например, в DLP-проекторах) благодаря инерционности человеческого зрения возможна модуляция излучения с большей глубиной цвета, однако в высокоскоростных системах оптической обработки информации такой подход недопустим, в связи с чем необходимо выводить бинарные объекты. В случае оптического коррелятора необходимо выводить бинарные фурье, теряя минимум информации.

В данной работе было проведено компьютерное моделирование распознавания полутоновых изображений с помощью инвариантного оптического коррелятора с фильтрами, выводившимися в виде бинарных голограмм Фурье. Было исследовано изменение качества распознавания для наборов изображений разных размеров и с различными фонами с помощью корреляционных фильтров МАСН (maximum average correlation height) [1] и MINACE (minimization of noise and average correlation energy) [1-2]. В частности, показано, что для ряда задач простая пороговая бинаризация голограммы корреляционного фильтра не приводит к значимому ухудшению качества распознавания, однако значительно уменьшает необходимый для хранения фильтра объем памяти. Полученные результаты могут быть использованы как при разработке инвариантного оптического коррелятора на базе микрозеркального ПВМС, так и при компьютерном корреляционном распознавании объектов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 17-07-00829.

Список литературы

1. R.A. Kerekes, B.V.K. Vijaya Kumar, Opt. Eng, 47(6), (2008).

2. D.V. Shaulskiy [et al.], Proc. SPIE., 9598, (2015).

К ВОПРОСУ НЕКОММУТАТИВНОСТИ АЛГЕБРЫ, ПОРОЖДАЕМОЙ СХЕМОЙ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ Павлов А.В., Орлов В.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что некоммутативность операторов в алгебре, порождаемой схемой голографии Фурье, может иметь причиной нелинейность экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред при записи мультиплексной голограммы. Дан анализ голографической реализации квантово-подобного когнитивного феномена «Линда». Приведены экспериментальные результаты.

В последние годы существенно возрос интерес к применению квантовой логики к описанию ряда феноменов в областях, достаточно далеких от квантовой физики, например, в когнитивной науке и социологии [1–4]. Формальным основанием для применения квантовой логики в этих областях послужили экспериментально наблюдаемые факты неадекватности классической (Колмогоровской) теории вероятности к описанию результатов рассуждений в условиях неопределенности, наиболее известным примером на сегодня считается признанный классическим феномен «Линда» [5]. В терминах логики (алгебры логики) это выражается в некоммутативности логических операторов, характерной для квантовой логики.

В квантовой логике логический вывод формализован операторами последовательного проектирования вектора состояния системы на подпространства, описывающие несовместные события [2]. Вместе с тем, некоммутативность проекторов может иметь причиной не только квантово-механические свойства описываемой системы, а каких-либо именно квантовомеханических механизмов применительно к описываемым в [1–4], как и других источниках, примерах не выявлено – все аналогии, положенные в основу применения квантовой логики к описанию наблюдаемых когнитивных и социологических феноменов, имеют сугубо формальный феноменологический уровень. Поэтому, исходя из принципа минимальной достаточности описания, представляет интерес анализ возможных классических механизмов некоммутативности операторов проектирования и, соответственно, возникновения обсуждаемых квантово-подобных феноменов.

Когнитивные и социологические феномены объединяет аналогия также на уровне их материального носителя – в случае когнитивных феноменов это нейронная сеть, в случае социальных – сеть социальная. Поэтому представляется оправданным рассмотреть это феномены как феномены сетевые и, соответственно, проанализировать сетевые механизмы возникновения некоммутативности проекторов.

В приближении дифракционной оптики голографическая схема, в частности, схема голографии Фурье (ГФ), может рассматриваться также как сеть. В частности, схема ГФ точно соответствует принципам нейронных сетей: каждый дифракционно-ограниченный элемент разрешения в силу принципа Гюйгенса-Френеля правомочно рассматривать как аналог нейрона, а запись голограммы буквально реализует правило обучения Д.Хебба. В цикле работ М. Peruš с соавторами [6–9] показан ряд аналогий на уровне формального описания между схемой ГФ и квантовой механикой. Поэтому оправданно проведение поиска и анализа классических механизмов возникновения некоммутативности применительно к схеме ГФ.

В настоящем докладе показано, что в схеме ГФ некоммутативность логических операторов возникает при записи мультиплексных голограмм вследствие нелинейности экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред в случае, если нелинейность формируется после записи всех наложенных голограмм.

В докладе анализ проведен на примере реализации феномена «Линда» [5]. Проводился опрос – интервьюируемым рассказывали о вымышленной персоне: «Линде 31 год, она одинокая, откровенная и очень яркая, специализировалась в философии. В студенческие годы глубоко интересовалась вопросами дискриминации и социальной справедливости, участвовала в антиядерных демонстрациях». Затем предлагался список ответов на вопрос – кем является Линда? Нам интересны следующие варианты ответов:

1. феминисткой (F),

2. кассиром в банке (T),

3. феминисткой, работающей кассиром в банке (F&T).

Ответ №3 формально описывается как конъюнкция вариантов 1 и 2. Поскольку события 1 и 2 рассматриваются как несовместные [6], то согласно классической теории вероятности, их совместная вероятность должна быть ниже, чем вероятности ответов 1 и 2 по отдельности. Но неоднократно повторяемые эксперименты дали такой порядок: P(F)>P(F&T)>P(T). Порядок P(F&T)>P(T) в рамках классического подхода для несовместных событий трактуется как грубая логическая ошибка, но он правомочен в квантовой механике, что и послужило основанием для применения квантовой логики к описанию когнитивных процессов [1].

В квантовой физике вероятность события *В*_{*x*,*y*}. по правилу Борна описывается:

$$P_{\psi}\left(B_{x,y}\right) = \psi\left(x,y\right)\psi^{*}\left(x,y\right), \qquad (1)$$

где ψ – волновая функция частицы или амплитуда вероятности [10], астериск – символ комплексного сопряжения. Выражение (1) формально соответствует определению интенсивности, волновая функция $\psi(x,y)$ описывает поле комплексных амплитуд. Это позволяет нам использовать интенсивность волнового поля $I(x, y) = \psi(x, y)\psi^*(x, y)$ как аналог вероятности в модели исследуемого феномена.

Механизм феномена рассмотрим как взаимодействие трех векторов: «Линда» L, «Феминистка» F и «Кассир» T. F и T запомнены голограммами, им соответствуют подпространства \mathcal{F} и \mathcal{T} . F и T несовместны, что не позволяет описать вывод одновременным проектированием вектора L на оба подпространства \mathcal{F} и \mathcal{T} . Поэтому суждение как конъюнкция (F&T) в [1] рассмотрено как результат последовательных проекций (рис.1 [2]): вначале L на более вероятное подпространство \mathcal{F} , а затем из \mathcal{F} на \mathcal{T} : вероятность, что Линда – кассир выше, если вначале решено, что она феминистка.



Рис. 1. Схема конъюнкции как последовательных проектирований вектора состояния L на подпространства F и T; для наглядности размерности F и T-1



Рис. 2. Нейросетевая модель феномена, этап конъюнкции: толщины линий между L, F и T соответствуют силе связей, дуга – связь, не заданная при обучении

Рассмотрена запись голограмм, в которых запомнены **F** и **T**, по схеме голографии Фурье с точечным внеосевым опорным источником. Приняты следующие допущения:

1. голограммы $H_{LF}(x)$ и $H_{LT}(x)$ записываются как наложенные;

2. ЭХ РС может быть представлена степенным рядом, ограничимся рассмотрением первых двух членов ряда: линейного и квадратичного;

3. квадратичная нелинейность возникает после записи всех наложенных голограмм, в нашем случае – на этапе записи второй связи или этапе проявления.

Тогда мультиплексная голограмма $H(v) = H_F(v) + H_T(v)$ описывается:

$$H(v) = \eta_{1} \begin{cases} \left[R_{F} \cdot \exp(j\omega x_{F}) + \mathsf{F}(F(x)) \right] \cdot \left[R_{F} \cdot \exp(j\omega x_{F}) + \mathsf{F}(F(x)) \right]^{*} + \\ + \left[R_{T} \cdot \exp(j\omega x_{T}) + \mathsf{F}(T(x)) \right] \cdot \left[R_{T} \cdot \exp(j\omega x_{T}) + \mathsf{F}(T(x)) \right]^{*} \end{cases} + \\ + \eta_{2} \begin{cases} \left[R_{F} \cdot \exp(j\omega x_{F}) + \mathsf{F}(F(x)) \right] \cdot \left[R_{F} \cdot \exp(j\omega x_{F}) + \mathsf{F}(F(x)) \right]^{*} + \\ + \left[R_{T} \cdot \exp(j\omega x_{T}) + \mathsf{F}(T(x)) \right] \cdot \left[R_{T} \cdot \exp(j\omega x_{T}) + \mathsf{F}(T(x)) \right]^{*} \end{cases} \end{cases}$$
(2)

где η_1 и η_2 – коэффициенты при линейном и квадратичном членах разложения, *j* – мнимая единица, **F** – символ преобразования Фурье, v – пространственная частота, $\omega = 2\pi v$ – круговая пространственная частота, x_F и x_T – координаты точечных опорных источников, R_F и R_T – их амплитуды.

Разложение квадратичного члена дает, кроме прочих, также и два слагаемых, описывающих при наличии угловой инвариантности, т.е. при записи на достаточно тонкой PC, искомую связь между точечными опорными источниками F и T и, тем самым, искомую связь, показанную на рис.2 дугой:

$$H_{FT}(\mathbf{v}) = \eta_2 \cdot \begin{cases} \mathsf{F}^*(F(x)) \cdot \mathsf{F}(T(x)) \cdot R_F \cdot R_T \cdot \exp(j\omega(x_F - x_T)) + \\ +\mathsf{F}(F(x)) \cdot \mathsf{F}^*(T(x)) \cdot R_F \cdot R_T \cdot \exp(-j\omega(x_F - x_T))) \end{cases}.$$
(3)

Выражение (3) описывает новую голограмму в составе мультиплексной (2), не записанную, но возникшую самостоятельно вследствие квадратичной нелинейности ЭХ ГРС [11]. Экспериментальная проверка проведена при записи двух наложенных голограмм на среде ПФГ-03м, толщина фотослоя ~ 7 мкм, что при длине волны 633 нм. и углах схождения пучков 33,3° и 36,3° дало достаточную угловую инвариантность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-01-00676-а.

Список литературы

1. Busemeyer, J. R., Pothos, E., Franco, R., and Trueblood, J. S., *Psyhological Review*, **118**, 192-218, (2011).

2. J.S. Trueblood, E.M. Pothos and J.R. Busemeyer, *Front. Psychol.*, 5:322. doi: 10.3389/fpsyg.2014.00322, (2014).

3. Khrennikov A Quantum-like modeling of cognition. *Front. Physics.* 3:77. (2015) doi: 10.3389/fphy.2015.00077

4. Yearsley, J.M. & Trueblood, J.S. *Psychonomic Bulletin & Review*, (2017) doi: 10.3758/s13423-017-1371-z

5. Tversky A., Kahneman D., *Psyhological Review*, **90**, 293-315, (1983).

6. Peruš M. Neural network world, 10, 1001-1013. (2000)

7. Peruš M. Nonlinear Phenomena in Complex Systems, 4, 2, 157-193. (2001)

8. Loo C.K., Peruš M., Bischof H. Open Systems & Information Dynamics, 11, 3, 277-286. (2004)

9. Tay N.W., Loo C.K., Peruš M. Cogn. Comp., 2, 297-302. (2010)

10. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Вып.8. М.: Мир, 1965, 260 с.

11. Орлов В.В. *Письма в ЖТФ*, **30**, 24, 77–81, (2004).

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ДИСПЕРСИЕЙ СВЕТОВОДА МОЩНЫМИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ОПТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

Бурдин В.А., Бурдин А.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия

В работе рассмотрены потенциальные возможности управления дисперсией волоконных световодов мощными ультракороткими оптическими импульсами.

Задача управления дисперсией световода не теряет своей актуальности уже длительное время и, очевидно, будет актуальна и в дальнейшем, пока при передаче оптического излучения от лазера к приемнику будет существовать потребность в получении оптического сигнала заданной формы на выходе световода. Прогресс в области развития техники фемтосекундных лазеров позволяет наметить еще одно направление управления дисперсией световода. Известно, что при передаче по волоконному световоду оптического излучения большой мощности в результате действия факторов нелинейности его профиль показателя преломления изменяется [1]. При этом для оптических импульсов фемтосекундной длительности нелинейный эффект Керра инициируется при оптической мощности импульса значительно ниже порога лазерного пробоя [3] и даже порога мощностей, при которых имеют место необратимые изменения показателя преломления в сердцевине [2]. Однако при этом, изменения профиля показателя преломления могут быть достаточно велики, чтобы привести даже к нелинейному возбуждению мод высшего порядка [3, 4]. Естественно, что существенные изменения профиля показателя преломления ведут и к существенным изменениям дисперсионных характеристик волоконного световода. В [5] представлено аналитическое решение для фундаментальной моды одномодового ступенчатого оптического волокна с керровской нелинейностью. Профиль показателя преломления описывали известной формулой [1]:

$$n(r) = n_0(r) + n_2 \cdot I(r),$$

(1)

где n(r) - профиль показателя преломления;

 $n_0(r)$ - профиль показателя преломления без учета нелинейности;

 n_2 - параметр нелинейности Керра, мкм²/Вт;

I(r)- распределение интенсивности оптического излучения вдоль радиуса оптического волокна, BT/mkm^2 .

Характеристическое уравнение, аналитические выражения для постоянной распространения и ее производных и, соответственно, параметров хроматической дисперсии были получены методом приближения Гаусса при подстановке (1) в интегральное выражение для постоянной распространения моды. В качестве примера на рис.1 и рис.2 приведены спектральные характеристики параметров хроматической дисперсии. Как видим, изменяя значение пиковой мощности оптического импульса можно изменять значение хроматической дисперсии и наклон дисперсионной кривой. Данный пример относится к одноканальной схеме передачи оптических сигналов. В предлагаемой работе рассмотрены двухканальные схемы с мультиплексированием. В первом случае рассматривается спектральное мультиплексирование, когда на одной длине волны передается мощный управляющий импульс, а на другой длине волны рабочий импульс относительно малой мощности. Во втором случае рассмотрено модовое разделение, когда мощный управляющий импульс передается одной модой, а рабочий импульс относительно малой мощности другой.

Для рассмотренных двухканальных схем по использованному в [4, 5] алгоритму, записывая (1) с учетом способа мультиплексирования и распределения поля моды, методом приближения Гаусса были получены в аналитическом виде характеристические уравнения и выражения для дисперсионных характеристик мод ступенчатого волоконного световода. Следует отметить, что для случая модового мультиплексирования была получена система характеристических уравнений. Поскольку запись выражений достаточно громоздкая, здесь их не приводим. Расчеты показали, что, как и в представленном выше примере для одноканальной передачи, для

рассмотренных схем двухканальной передачи возможно реализовать управление дисперсией световода мощными фемтосекундными импульсами. За счет изменения пиковой мощности управляющего импульса дисперсионные характеристики оптического волокна можно изменять в достаточно широких пределах. Детальное описание решения и полученных результатов будет дано в докладе. Необходимо отметить, что полученные решения для двухканальных схем передачи могут быть обобщены на многоканальные со спектральным уплотнением и маломодовые с модовым мультиплексированием при передаче использовании одного управляющего канала.



Рис. 1. Спектральные зависимости параметра хроматической дисперсии

Рис. 2. Спектральные зависимости наклона кривой хроматической дисперсии

В качестве дальнейшего развития данного подхода, по мнению авторов, необходимо получить решения для произвольного профиля показателя преломления оптического волокна с керровской нелинейностью, что позволит найти профили показателя преломления, оптимальные для управления дисперсией световода мощными фемтосекундными импульсами. Или же подобрать профили показателя преломления компенсирующих оптических волокон с учетом оптической мощности импульсов в световоде.

Работа подготовлена при финансовой поддержке гранта РФФИ в рамках научного проекта № 16-37-6001515 мол_а_дк

Список литературы

1. G.P. Agrawal, Nonlinear fiber optics. Academic Press, 467, (2001).

2. D. Liu, Y. Li, M. Liu, H. Yang, Q. Gong, Appl. Phys. B, № 91. 597-599, (2008)

3. В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, Е.В. Дмитриев, Оптика и спектроскопия, **123**, № 2, с. 181– 1882017

4. V. Burdin, A. Bourdine, J. Phys.: Conf. Ser., 999, № 1, 012015, (2018).

5. В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, В.П. Кубанов, *Физ. Волн. Проц. и Радиотехн. Сист.*, **20**, № 3, ч. 2, 47-51, (2017).

ДИНАМИКА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ МОМЕНТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОЦЕССЕ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ Трифанов А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследуются поляризационные свойства квантового состояния электромагнитного поля в процессе его фазовой модуляции. Рассматривается преобразование первых и вторых моментов операторов Стокса, а также возможность управления "скрытой" поляризацией частотной моды при помощи фазового модулятора.

Квантовые информационные технологии, в основу которых положено частотное кодирование кубитов имеют широкие перспективы реализации вследствие относительной простоты управления многомодовыми квантовыми состояниями электромагнитного (ЭМ) поля при помощи фазовых пластинок и электрооптических модуляторов (ЭОМ). Для описания динамики квантовых сигналов в процессе модуляции до настоящего времени использовались классические модели, которые при описании квантовой динамики имеют весьма ограниченную область применения [1]. В работе [2] была впервые сформулирована полностью квантовая модель ЭОМ, в которой в процесс модуляции включалось произвольное конечное число взаимодействующих частотных мод и в пределе бесконечно большого их числа переходящая в классическую модель. В [3] на основе этой модели была рассмотрена динамика поляризационного состояния ЭМ поля в процессе фазовой модуляции. В базисе линейных поляризаций V (вертикальная) и H (горизонтальная), ориентированных вдоль главных осей кристалла, было получено преобразование операторных компонент вектора Стокса $S = \begin{bmatrix} S_0 & S_x & S_y & S_z \end{bmatrix}^T$. При модуляции гармонического сигнала с частотой ω_0 , данное преобразования для частотной моды с произвольным номером η имеет вид $S^{\eta}(t) = R^{\eta}(t)S_{in}$, где $S_{in} = S^{0}\left(0
ight)$ - оператор Стокса частотной моды ω_{0} . По известной матрице $R^{\eta}\left(t
ight)$ были получены преобразования основных параметров эллипса поляризации и описана динамика средних значений операторов Стокса.

В настоящей работе мы исследуем динамику моментов поляризационных операторов Стокса второго порядка и в частности "скрытую" поляризацию. Здесь под "скрытой" поляризацией понимается направление с минимальной дисперсией в пространстве Стокса-Пуанкаре:

$$P_4 = \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{\mu_{\max} + \mu_{\min}},$$

где μ_{max} , μ_{min} - соответственно максимальное и минимальное собственные значения ковариационной матрицы $\Delta Q_{mn} = \langle S_m S_n \rangle - \langle S_m \rangle \langle S_n \rangle + \langle S_0 \rangle$. Для ряда важных частных случаев (когерентные, сжатые, фоковские состояния) получены законы преобразования величины P_4 , а также обсуждается возможность управления скрытой поляризацией для использования ее в квантовых протоколах распределения криптографического ключа

Список литературы

1. Capmany, J., Fernandez-Pousa, C.R., Laser Photonics Rev., 5(6), 750–772, (2011).

2. Miroshnichenko G.P., Kiselev A.D., Trifanov A.I., Gleim A.V., JOSA B, **34**(6), 1177-1190, (2017).

3. Trifanov A.I., Kiselev A.D., Miroshnichenko G.P., Proc. of International Conference Days on Diffraction 2017, 315-318, (2017).

ФОРМИРОВАНИЕ НОВЫХ ВИЗУАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ В ЗАЩИТНЫХ ГОЛОГРАММАХ С ПОМОЩЬЮ НАНОПЛАЗМОННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ВСТРАИВАНИЯ В ТРАДИЦИОННУЮ СЕРИЙНУЮ ТОНКОПЛЕНОЧНУЮ ТЕХНОЛОГИЮ

Одиноков С.Б., Жердев А.Ю., Лушников Д.С., Шишова М.В., Смирнов* А.В., Акимов* Б.В.

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия **АО «НПО «Криптен», Дубна, Россия

В докладе анализируются варианты расчета и изготовления плазмонных оптических наноструктур в виде одномерных и/или двумерных плазмонных дифракционных решеток (1D-2D ПДР) для их встраивания как оптического защитного элемента в защитные голограммы, изготавливаемые как по стандартной рольной технологии эмбоссирования, так и по технологии плоского УФ-эмбоссирования.

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

1) разработан метод анализа 1D-2D ПДР на основе метода Фурье-мод решения системы уравнений Максвелла;

2) разработано программное обеспечение (ПО) для анализа спектрально-угловых характеристик 1D-2D ПДР;

3) разработана технология изготовления оптического защитного элемента (ОЗЭ) на основе 1D-2D ПДР.

Целью работы являлось создание визуально наблюдаемого оптического защитного элемента (ОЗЭ), визуально отличающегося от эффектов, воспроизводимых стандартными радужными голограммами, и изготовление экспериментального образца ОЗЭ на основе 1D-2D ПДР в проходящем или отраженном свете.

Недостатками стандартных радужных защитных голограмм при их визуальном наблюдении являются:

1 резкое изменение цветовой гаммы в голографическом изображении при изменении угла наблюдения из-за сильно выраженных дифракционных эффектов;

2) невозможность при наблюдении получения фиксированных или плавно изменяемых цветовых оттенков, что принято как «канон» в защищенной полиграфии.

Для получения фиксированных или плавноизменяемых цветовых оттенков в итоговом голографическом изображении были использованы 1D-2D ПДР со наноструктурой «металлдиэлектрик».

При дизайне защитных оптических плазмонных элементов удобно преобразовать спектрально-угловые диаграммы в формат цветовой шкалы [1–4]. Тогда информация о цвете по принципу аддитивного смешения представляется напрямую, а не зависимостью интенсивности пропускания или отражения в диапазоне длин волн.

Такая конвертация проводится в два этапа по известному алгоритму [5] колориметрических расчетов: вычисление координат цвета в цветовом пространстве XYZ МКО 1931 г. и последующее преобразование в нелинейные координаты цветового пространства sRGB IEC61966–2.1.

Список литературы

1. Cheng, F. Structural color printing based on plasmonic metasurfaces of perfect light absorption / Fei Cheng, Jie Gao, Ting S. Luk & Xiaodong Yang // *Science Reports.* — 2015. —Vol. **5**.

2. Si, G. Reflective plasmonic color filters based on lithographically patterned silver nanorod arrays / Guangyuan Si, Yanhui Zhao, Jiangtao Lv, Mengqian Lu, Fengwen Wang, Hailong Liu, Ning Xiang, Tony Jun Huang, Aaron J. Danner, Jinghua Teng, Yan Jun Liu // *Nanoscale*. — 2013. — Vol. **5**. — P. 6243–6248.

3. Yang, Ch. Color-tuning method by filling porous alumina membrane using atomic layer deposition based on metal-dielectric-metal structure / Ch. Yang, W. Shen, Yue. Zhang, Zh. Ye, X. Zhang, Kan Li, Xu Fang, and Xu Liu // Applied optics. — 2014. — Vol. **53**. — N_{0} 4.

4. Zapata-Rodríguez, C.J. Metasurfaces for colour printing / Carlos J. Zapata-Rodríguez, Juan J. Miret, Pedro Rodríguez-Cantó, Guillermo Muñoz-Matutano, Juan P. Martínez-Pastor, Rafael Abargues, David Pastor, Michael Kaiser, and Christoph Hohle // *16th International Conference on Transparent Optical Networks.* — 2014. — Tu. A5.6

5. Горбунова, Е. В. Типовые расчеты по колориметрии источников излучения / Е. В. Горбунова, А. Н. Чертов // *Учебное пособие*. СПб: Университет ИТМО. — 2014.

МОДОВЫЙ ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА ОСНОВЕ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАММ РАССЕЯННЫХ МОД ВОЛНОВОГО ФРОНТА Орлов В.В., Венедиктов Ю.В.*, Горелая А.В.*, Шубенкова Е.В.*, Жамалатдинов Д.З.*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия *Университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследован голографический модовый датчик волнового фронта, основанный на фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта. Измерена зависимость сигнала датчика от амплитуды моды расфокусировки Цернике. Исследованы шумы и отношение сигнал-шум датчика.

Датчики волнового фронта используются для измерения формы волнового фронта и находят наибольшее применение в адаптивной оптике. Широко используется датчик Шака-Гартмана, относящийся к зональным датчикам, измеряющим параметры волнового фронта на его отдельных участках и требующих большого времени обработки сигналов, чтобы получить полную картину волнового фронта. Ведётся разработка модовых датчиков, измеряющих амплитуды мод волнового фронта в виде суперпозиции которых представляется волновой фронт [1-5]. По сравнению с зональными датчиками модовые датчики способны обеспечить более высокое быстродействие, что необходимо для измерения искажений волнового фронта обусловленных турбулентностью атмосферы. В работе [6] был предложен голографический модовый датчик волнового фронта, основанный на фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта. Теоретическое рассмотрение датчика показало, что он позволяет увеличить число измеряемых мод и получить сигналы большей интенсивности. В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование датчика. Измерена зависимость сигнала датчика от амплитуды моды, расфокусировки Цернике, исследованы шумы и отношение сигнал-шум датчика. Схема записи голограмм датчика представлена на рис. 1, где Р – рассеиватель, П – поляризатор, Л₁ – объектив, Д₁ – подвижная диафрагма, С – регистрирующая среда. На разных участках регистрирующей среды С, при разных положениях диафрагмы Д₁ записывается множество голограмм, которые могут быть наложенными голограммами. Для каждой моды записывается две голограммы. Одна голограмма при падении на рассеиватель Р волны содержащей моду Цернике $Z_1(x, y)$ с амплитудой β , другая с амплитудой $-\beta$. Для записи

одной голограммы используется плоская волна падающая под углом θ_1 , для записи другой под

углом θ_2 . Рассеивателем Р, установленным в передней фокальной плоскости объектива Π_1 , служил рассеиватель Thorlabs ED1 - C20 – MD. Объектив Л₁ имел фокусное расстояние 120 мм, диаметр диафрагмы Д₁ составлял 2 мм. В качестве регистрирующей среды использовалась фотопластинка ФПГ03-М, проявляемая в проявителе ГП-2. Диффузный пучок света в плоскости записи голограммы, имел диаметр 22 мм, определяемый по критерию предложенному в [6]. В данном эксперименте было записано две голограммы, на разных участках фотопластинки с модами расфокусировки Цернике, одна голограмма с амплитудой моды 0,7, другая с амплитудой -0,7. Амплитуда моды измерялась в длиной волны света 632,8 нм. При падении на рассеиватель Р волны $\psi(x, y)$ (рис. 2), содержащей данную моду, возникающая диффузная волна, ограниченная диафрагмой Д₂, восстанавливает с голограмм плоские волны, проходящие через объективы Л₂ и Л₃ с фокусными расстояниями 58 мм и диафрагмы Д₃ и Д₄ диаметром 0,15 мм, расположенные в фокальных плоскостях l₁ и l₃ объективов. Интенсивность восстановленных волн, представляющих собой волны сигнала, измерялись в данном эксперименте одним фотодиодом Φ_1 и одним фотодиодом Φ_2 . В общем случае, когда записывается много голограмм, должна использоваться матрица фотодиодов, как это показано на рис. 2. В плоскостях диафрагм Д₃ и Д₄ восстановленные волны, имеют вид дифракционных картин Эйри, которые в зависимости от аберраций волны $\psi(x, y)$ меняют свою интенсивность, сохраняя неизменным своё положение.







Рис. 2. Схема измерения волнового фронта



Рис. 3. График зависимость сигнала датчика J_s от амплитуды моды расфокусировки Цернике

На рис. 3 представлена зависимость сигнала датчика J_s от амплитуды моды расфокусировки Цернике, рассчитанная по формуле $J_s = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-}$, где J_+ и J_- измеренные интенсивности восстановленных плоских волн, для волн записанных с положительной и отрицательной амплитудой аберрации, соответственно.

Голограммы, входящие в состав датчика, записаны с протяжённым опорным источником, для которых, согласно [7, 8], отношение сигнал-шум равно 1. В этих работах предполагалось, что процесс записи голограмм линеен. Данное отношение сигнал-шум было измерено путём измерения суммарной интенсивности сигнала и шума восстановленной волны за объективом $Л_1$ и интенсивности сигнала за диафрагмой $Д_3$, и составило 2. Превышение измеренного отношения сигнал-шум расчётного значения обусловлено нелинейной зависимостью локальной дифракционной эффективности голограммы от интенсивности диффузного пучка. Можно показать, что максимально возможное отношение сигнал-шум, которое может быть получено, используя данную нелинейность, равно 3,65. Измерение отношения сигнал-шум в области регистрации сигналов фотодиодами Φ_1 и Φ_2 показало, что диафрагмы $Д_1$ и $Д_2$ эффективно блокируют шум. Фотодиодом Φ_1 был измерен шум обусловленный одной голограммой в области

регистрации сигнала данной голограммы. Область регистрации сигнала представляла собой сечение светового пучка в форме эллипса размером 1,5×2 мм. Для измерения шума в световой пучок, падавший на рассеиватель Р, вводилась аберрация наклона достаточно большой величины, чтобы картина Эйри исчезала и наблюдался только шум. Отношение максимальной интенсивности сигнала, к интенсивности измеренного шума составило 270. Был измерен шум от одной голограммы в области регистрации сигналов от других голограмм, если бы они были записаны на других участках фотопластинки. При перемещении фотодиода Ф₁ вдоль оси l₂ в ту или иную сторону на 2 мм, в области регистрации сигнала от двух ближайших голограмм, отношение сигнал-шум составило 370. При дальнейшем перемещении фотодиода Ф₁, в области регистрации сигналов от других голограмм, интенсивность шума оказалась столь мала, что её было не возможно измерить. Можно лишь утверждать, что она не менее чем в 10³ раз меньше максимальной интенсивности сигнала. Если при записи большого числа голограмм интенсивность шума превысит допустимое значение, следует использовать более сложную схему измерения сигналов датчика, содержащую растры микролинз и микродиафрагм [6] и обеспечивающую изоляцию сигнала каждой голограммы от шумов других голограмм. Исходя из параметров данного эксперимента, диаметра голограмм 2 мм и диаметра области регистрации голограмм 22 мм, при гексагональной структуре размещения голограмм на фотопластинке можно записать 91 голограмму и следовательно измерить 45 мод. Если на каждом участке фотопластинки записывать две наложенные голограммы, то число измеряемых мод достигает 91.

Список литературы

1. M. A. A. Neil, J. Booth, T. Wilson, J. Opt. Sos. Am. A, 17, 1098-1107, (2000).

2. M. J. Booth, Proc. SPIE, 5162, 79-90, (2003).

3. S. Dong, T. Haist, W. Osten, T. Ruppe, O. Sawodny, Applied Optics, 51, №.9, 1318-1327, (2012).

4. M. S. Kovalev, G. K. Krasin, P. I. Malinina, S.B. Odinokov, H. R. Sagatelyan, *Journal of Physics: Conference Series*, 737, 012064, (2016).

5. E. Anzuola, A. Zepp, S. Gladysz, K. Stein, Proc. of SPIE, Vol. 9979, 99790X-1 – 99790X-6, (2016).

6. В. В. Орлов, Квантовя электроника, 47, №8, 773-776, (2017).

7. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин, Оптическая голография, (М.: Мир, 1973).

8. А.П. Якимович, Квантовя электроника, 2, №3, 615-618, (1975).

ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ИНВАРИАНТНОГО ОПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА НА БАЗЕ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО МОДУЛЯТОРА СВЕТА

Гончаров Д.С., Пономарев Н.М., Стариков Р.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В работе произведено компьютерное моделирование работы инвариантного оптического коррелятора при использовании фазового ЖК ПВМС в качестве устройства ввода распознаваемых изображений. Предложена методика синтеза инвариантных корреляционных фильтров для достижения лучшего качества распознавания.

Корреляционный метод распознавания образов является одним из весьма перспективных методов распознавания в настоящее время. Существующие технологии обеспечивают реализацию данного метода в оптико-цифровых инвариантных корреляторах, обладающих быстродействием, ограниченным быстродействием оптических элементов, в частности, пространственно-временных модуляторов света (ПВМС). Существует несколько различных типов ПВМС, которые могут быть использованы в качестве устройств ввода распознаваемых изображений в оптическую систему. В данной работе проведено моделирование корреляционного распознавания полутоновых изображений при использовании фазового ПВМС для ввода распознаваемых изображений в систему.

Фазовый ПВМС выполняет фазовую модуляцию лазерного излучения в зависимости от поданного на него сигнала. Современные фазовые ПВМС выполняют модуляцию в 256 градациях серого и могут обеспечивать максимальный фазовый сдвиг от 2π до 8π . Также отражательные фазовые ПВМС обладают хорошей дифракционной эффективностью, что является большим плюсом при использовании в дифракционных оптических системах.

Для моделирования корреляционного распознавания использовались полутоновые изображения танков Т-72, Abrams, Chieftain и Leopard размером 256х256 пикселей при разных углах поворота. Сперва проведено моделирование распознавания обычных полутоновых изображений. В таком случае изображение можно представить матрицей I_{amp} , каждый элемент которой является значением яркости соответствующего пикселя. Эталонным объектом является корреляционный фильтр (КФ) ОТ МАСН (optimal tradeoff maximum average correlation height) [1], который синтезировался из тренировочного набора изображений Т-72 train, истинными считаются изображения Т-72 true, которые не входили в тренировочный набор. На рисунке 1 представлены результаты моделирования распознавания обычных полутоновых изображений в качестве дискриминационных характеристик (зависимость максимального корреляционного отклика от номера изображения, соответствующего углу поворота изображения). Линия threshold определяет порог срабатывания фильтра. Вероятность ошибки, рассчитанная по критерию Неймана-Пирсона, составляет в этом случае 0.06% [2].

Чтобы выполнить моделирование вывода изображений на фазовый ПВМС нужно поставить в соответствие каждому значению яркости изображения свое значение фазы. В данной работе значения фазы изменялись в пределах от 0 до 2π . Таким образом, распознаваемые изображения превращались в комплексные, каждый элемент матрицы такого изображения определяется формулой 1:

$$I_{ph}(x,y) = \exp(\frac{I_{amp}(x,y)}{255}2\pi i).$$
 (1)

На рисунке 2 представлены результаты моделирования этого случая. Вероятность ошибки распознавания в этом случае составила 1.97%.

В этом случае тренировочными объектами являлись обычные полутоновые изображения. Если тренировочный набор изображений подготовить аналогичным образом по формуле 1, то качество распознавания значительно улучшается по сравнению с первым и вторым случаями. Дискриминационные характеристики, полученные при моделировании этого случая, приведены на рисунке 3. Вероятность ошибки распознавания в этом случае составляет менее 0.001%.



Рис. 1. Дискриминационные характеристики при моделировании распознавания обычных полутоновых изображений



Рис. 2. Дискриминационные характеристики при моделировании распознавания комплексных полутоновых изображений



Рис. 3. Дискриминационные характеристики при моделировании распознавания комплексных полутоновых изображений при синтезе КФ ОТ МАСН из комплексных изображений

Также в работе было исследование влияние амплитудных и фазовых шумов на качество распознавания комплексных изображений. Полученные результаты позволяют добиться лучшего качества распознавания при компьютерном моделировании, а также могут использоваться при реализации инвариантного оптико-цифрового коррелятора, использующего фазовый ПВМС в качестве устройства ввода изображений в оптическую систему.

Список литературы

- 1. B.V.K. Vijaya Kumar [et al.], App. Optics, 33(17), (1994).
- 2. D.V. Shaulskiy [et al.], Proc. SPIE., 9598, (2015).

ПОДХОД К МЕТРОЛОГИЧЕСКОМУ АНАЛИЗУ ВОЛОКОННОГО ОПТОЭЛЕКТРОННОГО ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ С КОМПЕНСАЦИОННЫМ КАНАЛОМ

Чукарева М.М., Славкин И.Е., Бадеев А.В., Дудоров Е.А.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

Надежность - один из главных критериев качества любого датчика, поэтому обеспечение метрологической и механической надежности является актуальной задачей. Грамотный подход к метрологическому анализу позволяет выявить возможные погрешности датчика и заранее предложить комплекс мер по их снижению или устранению.

Разработчики средств измерений еще на этапе проектирования проводят подробный метрологический анализ, позволяющий до момента изготовления учесть влияние возможных дестабилизирующих факторов на их функционирование, оценить возможные погрешности средств измерений и погрешности измерений, что с высокой долей вероятности позволит снизить различные составляющие погрешности.

В работах [1, 2] предложена структурная схема принципиально нового волоконного оптоэлектронного датчика давления (ВОЭДД), включающего два измерительных канала: рабочий и компенсационный. На основе этой структурной схемы построена функциональная схема ВОЭДД с компенсационным каналом (рисунок 1) и определена последовательность преобразования оптических и электрических сигналов (рисунок 2).



*S*_{ИИ}- чувствительность ИИ; *К*_{ПОВ1} и *К*_{ПОВ2} - коэффициенты передачи 1-го и 2-го оптических каналов « ИИ - ПОВ»; Кат- коэффициент передачи тракта «ПОВ-Аттенюатор-ООВ»; S_{мем} чувствительность мембраны; Коов1 и Коов2 - коэффициенты передачи 1-го и 2-го оптических каналов «ИИ - ООВ»; S_{ПИ1} и S_{ПИ2}- чувствительность приемников излучения; К_{МП1} и К_{МП2}- коэффициент преобразования МП; К_{ФЦ}- коэффициент преобразования $\Phi \amalg$; K_{Σ} – коэффициент преобразования сумматора; $K_{\Phi \square}$ – коэффициент преобразования ФД; Кыли- коэффициент преобразования БПИ; Рис. 1. Функциональная схема ВОЭДД с компенсационным каналом

Номинальная функция преобразования ВОЭДД в общем случае: $U_{\rm H} = \Phi(P)k$

Однако в реальных условиях эксплуатации на результат измерения влияет множество факторов: погрешности изготовления отдельных структурных элементов, внешние влияющие факторы, помехи, возникающие в самом датчике. Поэтому реальная функция преобразования, учитывающая влияние перечисленных факторов примет вид:

 $U_{\rm p} = \Phi(P, \xi_{\rm i}, q_i, v_{\rm i}) \cdot k$

(2)

(1)

где *P* - измеряемое давление; ξ_i – погрешности изготовления отдельных структурных элементов ВОЭДД; q_i – внешние влияющие факторы; v_i – помехи возникающие в ВОЭДД; k – коэффициент преобразования оптико-механической системы.



Рис. 2. Последовательность преобразования оптических и электрических сигналов ВОЭДД

Далее для нахождения зависимостей, определяющих реальную функцию преобразования необходимо составить метрологическую модель ВОЭДД и провести полный метрологический анализ.

Таким образом, правильная постановка задачи, учет всех возможных влияющих факторов и условий эксплуатации будущего устройства, рационально выбранный порядок преобразования сигнала датчика все это является сложной и одновременно актуальной инженерной задачей. Грамотный подход к метрологическому анализу любого датчика дает возможность подобрать такие методы проектирования и конструктивно-технологические решения, которые позволят сделать надежное средство измерения с высокими метрологическими характеристиками.

В рамках Госзадания 8.11785.2018/11.12 на базе структурной схемы разработана функциональная схема.

При финансовой поддержке РФФИ в форме гранта № 18-38-00196: на базе структурной и функциональной схемы определена последовательность преобразования сигналов, выведена формула реальной функции преобразования ВОЭДД.

Список литературы

1. Обоснование возможности амплитудно-фазового преобразования сигналов в волоконнооптических датчиках давления/ Чукарева М.М., Бадеева Е.А., Мотин А.В., Славкин И.Е., Мурашкина Т.И., Истомина Т.В., Истомин В.В.// Ежемесячный научно-технический, производственный и справочный журнал «Приборы» 2017, №11(209), 55стр., стр.11-15.

2. Intellectual measuring system based of fiber optic sensors/ T.I. Murashkina, T.V. Istomina, I.E. Slavkin, M.M. Chukareva, E.A. Badeeva, A.V. Motin// *Information Innovative Technologies: Materials of the International scientific – practical conference.* /Ed. Uvaysov S. U., Ivanov I.A. – M.: Association of graduates and employees of AFEA named after prof. Zhukovsky, 2018, 652 p. p.459-465.

ЧАСТОТНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ КАК ЭТАП СЖАТИЯ ЦИФРОВЫХ ВНЕОСЕВЫХ ГОЛОГРАММ Курбатова Е.А, Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,

Москва, Россия

Для сжатия внеосевых цифровых голограмм предложен комбинированный метод, использующий частотную фильтрацию, вейвлет-преобразование компонент полученного спектра, квантование и пороговое обнуление вейвлет-коэффициентов. Рассмотрен и проанализирован один из этапов метода - частотная фильтрация – на примере компрессии компьютерных и цифровых голограмм. Получены оценки качества восстановления и величины компрессии в зависимости от параметров фильтрации.

Для сжатия любительских снимков обычно используются вейвлетные методы, что позволяет достичь высоких степеней компрессии с минимальными потерями качества [1]. Сжатие на основе вейвлет-преобразования заключается в разложении исходного фотоизображения на массивы аппроксимирующих коэффициентов и связанных с ними коэффициентов детализации.

Для сжатия численно синтезированных и цифровых голограмм применяются различные типы методов компрессии [2-5], в том числе, основанные на преобразованиях (косинусном, вейвлетном и др. [4-5]). Однако прямое применение к голограммам методов сжатия, основанных на преобразованиях, обычно является менее эффективным, чем в случае любительских снимков. Поэтому желательно применение методов дополнительного сжатия, которые могут обеспечить более высокие коэффициенты компрессии. В связи с этим разработан комбинированный метод сжатия внеосевых цифровых голограмм [6], включающий следующие стадии:

- частотная фильтрация нежелательных порядков дифракции;
- разделение комплексных частей полученного спектра,
- вейвлет-преобразование разделенных комплексных частей,
- пороговое обнуление вейвлет-коэффициентов,
- квантование вейвлет-коэффициентов,
- дополнительное применение методов сжатия без потерь информации.

В данной работе проведена оценка влияния параметров этапа частотной фильтрации на качество восстановленных изображений со сжатых голограмм.

Для подавления нежелательных порядков дифракции («0» и «-1») можно использовать различные численные методы [7], например, наиболее распространенный - выбор области обнуления пространственных частот [8], обеспечивающий высокое качество восстановления. За счет фильтрации остаётся только информативный порядок дифракции («+1»), который в случае внеосевых голограмм занимает лишь часть площади фурье-спектра голограммы. Помимо уменьшения сохраняемой области голограммы и соответственного уменьшения объема файла голограммы, фильтрация позволяет повытить качество восстановления особенно в случае значительного перекрытия дифракционных порядков [7].

На рис. 1 представлены примеры восстановленных изображений с оптически зарегистрированной голограммы [9], сжатой в том числе при различных параметрах фильтрации. Использовалось разделение на амплитуду и фазу, вейвлет Хаара 3 уровня разложения, пороговое обнуление 70% вейвлет-коэффициентов и равномерное квантование коэффициентов по уровню на 4 (2 бита), 8 (3 бита) и 32 (5 бит) градации. Представленные изображения на Рис.(а)-(в) имеют более высокое качество, однако в 2 раза меньшую степень сжатия, чем Рис.(г)-(е) и в 10 раз меньшую, чем Рис.(ж)-(и).



Рисунок. Примеры восстановленных изображений с оптически записанной голограммы, сжатой при сохранении 10% (а-в), 5% (г-е), 1% (ж-и) спектра и дальнейшего сжатия амплитудной/фазовой составляющих вейвлетом Хаара 3 уровня разложения, порогового обнуления 70% вейвлет-коэффициентов и равномерного квантования на 2 (а,г,ж), 3 (б,д,з) и 5 (в,е,и) бит информации

Таким образом, в зависимости от требуемого качества восстановления, объемов памяти, степени компрессии, типа и характеристик объектов голографирования, условий регистрации голограмм и вычислительной ресурсоемкости возможно выбрать определенные параметры разработанного метода сжатия под конкретную задачу.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 16-07-00389.

Список литературы

1. S. Mallat, A Wavelet Tour of Signal Processing, Academic Press, 832 p., (2009).

2. J. P. Peixeiro, C. Brites, J. Ascenso, F. Pereira, *IEEE Trans. Multimedia*, **20** (2), 282-297, (2018).

3. E. A. Kurbatova, P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, S. N. Starikov, *Physics Procedia*, **73**, 328–332, (2015).

4. L. T. Bang, Z. Ali, P. D. Quang, J.-H. Park, N. Kim, Opt. Express, 19 (9), 8019-8031, (2011).

5. Y. K. Lam, W. C. Situ, P. W. M. Tsang, Chinese Opt. Lett., 11 (5), 050901, (2013).

6. P. A. Cheremkhin, E. A. Kurbatova, Appl. Opt., 57 (1), A55-A64, (2018).

7. P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, S. N. Starikov, V. V. Krasnov, L. A. Porshneva, V. G. Rodin, *Proc. SPIE*, **9216**, 921611, (2014).

8. E. Cuche, P. Marquet, Ch. Depeursinge, Appl. Opt., 39 (23), 4070-4075, (2000).

9. P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, M. N. Kulakov, E. A. Kurbatova, D. Yu. Molodtsov, V. G. Rodin, *Proc. SPIE*, **9889**, 98891M, (2016).

ЭЛЛИПСЫ РАВНЫХ ЦВЕТОВЫХ КОНТРАСТОВ ДЛЯ УСТРОЙСТВ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ Пальчикова И.Г., Смирнов Е.С.

ФГБУН Конструкторско-технологический институт научного приборостроения Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

Методом математического моделирования цветоразличения показано, что компьютерное зрение обладает порогами цветоразличения, которые на диаграмме цветности *CIE*1931 *ху* могут быть изображены в виде эллипсов равного цветового контраста, схожих с эллипсами Мак Адама.

Современные методы измерения цвета основываются на математической обработке [1] цветного цифрового изображения и позволяют объективно выполнить измерение цвета и выразить результаты в виде координат заданного цветового пространства. В работе [1] экспериментально выявлена нелинейность цветопередачи цифровых камер, профилирование которых было выполнено производителем общепринятым образом. Обоснована необходимость проведения дополнительной калибровки цифровых измерительных колориметрических систем. Разработана процедура корректировки алгоритма вычисления доминирующей длины волны, которая улучшает достоверность, воспроизводимость и повышает точность определения спектральных цветов до величины ± 2,5 нм. Однако на цветопередачу оказывает влияние квантование входного сигнала от образца в ходе его аналого-цифрового преобразования (АЦП) перед записью в цифровой файл. Независимо от выбора источника освещения в цветопередачу вносится характерная систематическая ошибка квантования [2]. В [2] разработан алгоритм для нахождения интервалов значений доминирующей длины волны и насыщенности цвета образца. Показано, что близость двух разных цветов образца может быть оценена с помощью коэффициента Жаккара и найдена спектральная зависимость интервалов параметров цвета, рассчитанных из цифровых изображений.

В настоящей работе методом математического моделирования развит анализ [2] ошибки квантования, вносимой АЦП сигнала от типичной цветной (*RGB*) приемной фотоматрицы с разрешением 8 бит на канал, которая формирует 24-битовые *RGB*-изображения. Мы впервые показали, что компьютерное зрение обладает порогами цветоразличения и на диаграмме цветности *CIE*1931 *ху* построили эллипсы равного цветового контраста.

Вследствие АШП каждая точка цвета занимает некоторую область на плоской диаграмме (*x*,*y*) цветностей. Вид области для произвольной «основной (показана треугольным маркером) точки» приведен на рис. 1. Задача состоит в построении эллипса, который бы оптимальным образом охватывал задаваемую часть этой области. Это – задача построения эллипса доверительных интервалов для двумерной выборки случайных данных. Значения сигналов RGB задаются с шагом 0,05 единиц тона в диапазоне плюс-минус половины единицы разряда. Поэтому каждая область содержит 2660 различных точек, координаты (x, y) цветностей которых вычисляются из квантованных значений RGB. Для построения равноконтрастного эллипса по области одной «точки цвета» в качестве центра О1 эллипса принимаем «основную точку», в которую помещаем начало вспомогательной полярной системы координат, полярная ось $O_{1x_{1}}$ вспомогательной системы параллельна оси Ox. Рассчитываем угловую диаграмму. За начало отсчета углов принимаем положительное направление оси О₁x₁, углы φ отсчитываем против часовой стрелки. Производим последовательное суммирование количества точек области, попадающих в каждый из секторов с центральными углами: 0° – 1°, 1° – 2° и т.д., до 360°. Величина М этой суммы пропорциональна дисперсии данных вдоль каждого узкого углового 1-градусного сектора («луча»). На рис. 2*а* точечная линия показывает зависимость количества *М* точек области, расположенных в узком секторе, от угловой координаты этого «луча», то есть угловое распределение количества точек в области «основной точки». Затем выполнялось оптимизированное сглаживание данных методом простого скользящего среднего, когда для вычисления текушего значения элемента усредняются соселние *s* элементов последовательности. Сглаженное угловое распределение точек в области «основной точки» приведено на рис. 2а сплошной линией.



Рис. 1. Область «основной точки цвета» {*R*=55, *G*=130, *B*=199} и эллипс, который оптимальным образом охватывает половину области

На диаграмме цветности *CIE*1931 xy равноконтрастные эллипсы по областям «основных точек цвета» мы построили методом подгонки эллиптической кривой к совокупности данных сглаженного углового распределения. Результат подгонки представлен в графическом виде на рис 26. Местоположение максимумов сглаженного углового распределения указывает направление большой оси эллипса, малая ось проходит через центр вспомогательной координатной системы и перпендикулярна большой оси. Величина эллиптичности есть отношение количества точек области вдоль большой оси эллипса к количеству точек области вдоль малой оси эллипса. Масштабирование размеров осей с коэффициентом k возможно в пределах от 0 до 1.



Рис. 2. К определению эллиптичности и направления главных осей эллипса. (*a*) Угловое распределение точек в области «основной точки»: пунктир – данные вычислительного эксперимента, сплошная линия – результат сглаживания данных. (б). Результат подгонки эллиптической кривой (сплошная линия) к сглаженной совокупности данных (пунктир)

На рис. 1 показан результат построения эллипса для «точки цвета» {R=55, G=130, B=199} с масштабным коэффициентом $k_{50\%}=0,341$, т.е. внутри построенного эллипса оказалась половина всех точек.

В вычислительном эксперименте мы построили набор равноконтрастных эллипсов по областям 46-ти «основных точек» равномерно расположенных на диаграмме цветности *CIE* 1931 *ху*. Уровень яркости цвета, соответствующей серому цвету с гамма-коррекцией, выбирался равным 125. Вблизи угла *В* треугольника *RGB* добавлена «основная точка» с меньшей яркостью, потому что там отсутствуют цвета с величиной яркости, равной 125. Для сравнения расчетов с данными Мак Адама [3] был выбран опорный эллипс Мак Адама вблизи 570 нм. Мы рассчитали с масштабным коэффициентом $k_{100\%}$ равноконтрастный эллипс компьютерного зрения, у которого центр практически совпал с центром опорного эллипса. Фрагмент диаграммы цветности приведен на рис. *За.* Эллипс Мак Адама изображен сплошной линией, эллипс компьютерного зрения – пунктиром, масштаб изображений одинаковый, M10:1. Оси эллипсов не совпадают, а их размеры сопоставимы. Расчеты проводились для различного разрешения АЦП. Мы обнаружили, что при разрешении 6 бит размер опорного эллипса Мак Адама немного меньше, а при разрешении 7 бит

– немного больше, чем размер эллипса компьютерного зрения. То есть, если сравнивать зрение человека и компьютера, то визуальная перцепция находится где-то между 6 и 7 битами АЦП.

На рис. 3 6 показан результат построений равноконтрастных эллипсов для устройств компьютерного зрения с масштабным коэффициентом $k_{50\%}$, на рис. 3e, взятом из [3, стр. 131], – классические эллипсы Мак Адама для порогов цветоразличения нормального зрения человека. Направление осей эллипсов и эллиптичность зависят от местоположения «основных точек» на плоской диаграмме цветностей относительно «точки белого». Для устройств компьютерного зрения от сточки белого». То есть эллипсы «основных точек», более насыщенных по цвету, обладают большей эллиптичностью. Большие оси эллипсов образуют лучевую фигуру с центром в «точке белого» (0.33; 0.33).



Рис. 3. Эллипсы для порогов цветоразличения на диаграмме цветности *CIE*1931 *xy*:а) опорный эллипс МакАдама – сплошная линия, эллипс компьютерного зрения – пунктир, б) эллипсы для цифрового компьютерного зрения; в) литературные данные [3]для нормального глаза

Методом вычислительного эксперимента найдена спектральная зависимость интервалов параметров цвета, рассчитанных из цифровых изображений. Разработан алгоритм построения эллипсов, охватывающих области равного цветового контраста на диаграмме цветности *CIE*1931 *ху*. Эллипсы равного цветового контраста построены для цифрового устройства технического зрения с разрешением 8 бит на канал. Выявленные нами равноконтрастные по цвету области для цифрового компьютерного зрения схожи с эллипсами Мак Адама.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области РФ в рамках научного проекта № 17-47-540269.

Список литературы

1. И.Г. Пальчикова и др., Цветовой анализ цифровых изображений при производстве экспертных исследований следов выстрела, Доклады Академии наук высшей школы РФ, 27, № 2, 88-101, (2015). (DOI: http://dx.doi.org/10.17212/1727-2769-2015-2-88-101).

2. И.Г Пальчикова., Е.С. Смирнов, Интервальная оценка параметров цвета из цифровых изображений, Компьютерная оптика, Т. **41**, № 1, 95-102, (2017). (DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-1-95-102).

3. MacAdam, D. L. Color measurement: theme and variations/ D.L. MacAdam. Springer series in optical sciences. No. 27 – Springer-Verlag: New York, 1981. – 229 pp.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОШИБОК В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНХ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Самсонов Э.О.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проводится анализ двух квантовых вычислительных систем, исследуются влияния шумов на системы и влияние искажений на алгоритм. Также, представлена и изучена интегрально-оптическая реализация алгоритма Гровера.

Квантовые вычисления представляют собой методы обработки информации квантовыми системами [1]. Такие системы обладают эффектами, которые проявляются в микроскопических масштабах. В силу своих особенностей, квантовая обработка информации открывает новые возможности для вычислений и связи. Так, невозможность копирования и запутанность фотонов позволяют создавать защищенные каналы связи. Унитарные преобразования над суперпозицией квантовых состояний позволяют производить вычисления с помощью квантовых систем, что дает возможность добиться экспоненциального ускорения работы компьютера.

Основную сложность для квантовых вычислений, на данный момент, представляет создание изолированных систем с контролируемыми операциями. Квантовые объекты легко запутываются с окружающей средой, что приводит к потере информации и ошибкам в работе алгоритмов. Данная проблема обуславливает актуальность представленной работы.

Существует много физических систем, которые в той или иной мере позволяют реализовать квантовые вычисления. Это могут быть: степени свободы фотонов, спины ядра и электрона, оптические и СВЧ резонаторы, сверхпроводящие контакты. Все системы обладают достоинствами и недостатками, в настоящее время продолжается поиск оптимальной. В работе мы исследуем две физические реализации: сверхпроводящие и оптические квантовые вычислительные системы. Сверхпроводящие кубиты использует компания IBM, ими создан 20-ти кубитовый квантовый компьютер [2]. IBM предоставляет открытый доступ к вычислительной платформе на сверхпроводящих кубитах, что дает возможность изучать ошибки квантовой системы, их воздействие на алгоритмы и ставить практические эксперименты непосредственно на квантовом компьютере. Данный фактор определяет выбор первой системы. Исследования в области оптических квантовых вычислений обусловлены развитием квантовых коммуникаций и квантовой криптографии. В настоящее время создаются квантовые сети, проводятся испытания в условиях эксплуатации, приближенных к реальным, появляются коммерчески доступные образцы систем. Разработка оптических чипов актуальна для задач обработки квантовой информации. Интерес представляет как разработка отдельных алгоритмов, так и создание универсальных систем.

В работе мы изучаем источники искажений в сверхпроводящей системе, описываем модель взаимодействия системы с шумом в рамках унитарной динамики. Для изучения влияния ошибок на алгоритм и квантовые операторы мы используем доступ к квантовому компьютеру IBM. Мы реализуем квантовый алгоритм поиска и эквивалентные операции с различным числом кубит, анализ показывает, что наиболее серьезным источником ошибок служит двухкубитовая операция. На данный момент возможна реализация только трехкубитовой схемы алгоритма Гровера.

В ходе работы изучались линейные оптические квантовые вычисления [3]. Была создана модель интегрально-оптической схемы квантового алгоритма поиска. Был проведен анализ ошибок и численный расчет предлагаемой модели алгоритма. Проведенный анализ показывает, что несовершенство изготовления светоделителя вносит наибольший вклад в ошибку алгоритма. Также было продемонстрировано влияние двухкубитовых операторов, на квантовое состояние на выходе рассматриваемого алгоритма и предложен оптимальный протокол линейных оптических квантовых вычислений.

Список литературы

1. М. Нильсен, И Чанг, Квантовые вычисления и квантовая информация. Мир, 824, (2006).

2. IBM Research Quantum Experience. URL: www.research.ibm.com/quantum

3. P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J.P. Dowling, G.J Milburn, *Reviews of Modern Physics*, **79**, №1, 135, (2007)

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЫЯВЛЕНИЕ ОБЩИХ ФРАГМЕНТОВ В СЕРИИ ОБРАЗОВ НАЛОЖЕННЫМИ ГОЛОГРАММАМИ ФУРЬЕ: ВЛИЯНИЕ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА ОЦЕНКУ ЭФФЕКТИВНОСТИ Павлов А.В., Владимирцев Д.А. *

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*ПФМЛ №239, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено выявление общих фрагментов в серии образов методом объемных наложенных голограмм Фурье. Показано, что при размытии образов, обусловленного частотно-контрастной характеристикой оптической системы и тракта ввода изображений, эффекты на границах общих и различающихся фрагментов образов ведут к снижению эффективности выявления. Дан анализ и приведены результаты численного моделирования.

Метод наложенных голограмм (НГ), т.е. голограмм, последовательно записанных на одном участке регистрирующей среды, нашел широкое применение в системах голографической памяти и обработки информации [1]. В работах [2, 3] показано, что метод НГ Фурье (рис.1) позволяет решить задачу выявления общих фрагментов в серии образов, дана теоретическая оценка эффективности выявления в зависимости от числа НГ и информационных характеристик обрабатываемых образов, подтвержденная компьютерными экспериментами.



Рис. 1. 4*f* схема голографии Фурье: *R_i*, *S_i* – пара записываемых на одной голограмме Г образов, $x_i^{(R)}$, $x_i^{(S)}$ – их координаты относительно главной оптической оси, Л1, Л2 – первая и вторая фурье-преобразующие линзы с фокусными расстояниями *f*. Пунктирными линиями показан ход лучей, восстанавливающих в выходной плоскости поле *E*_{out} при предъявлении во входной плоскости образа *R_i*

В качестве оценки эффективности выявления общих фрагментов в [2, 3] использовано отношение дисперсий фрагментов восстановленного мультиплексной голограммой поля, соответствующих общим и различающимся фрагментам. При достаточном числе НГ (более 10) было получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных оценок. Но при небольшом числе НГ наблюдалось снижение дисперсии общих фрагментов в то время, как теоретический анализ такого снижения не описывает. Соответственно, и отклонение теоретических оценок эффективности от экспериментальных при небольшом числе НГ было достаточно велико. Это снижение дисперсии общих фрагментов имело неслучайный характер, т.е. не могло быть объяснено слабостью гипотезы эргодичности, принятой при теоретическом

анализе, и обратно зависело от оценок информационной емкости фрагментов – с ростом информационной емкости фрагментов снижение дисперсии уменьшалось.

В настоящем докладе дан анализ и показано, что причина снижения измеренной дисперсии общих фрагментов относительно теоретической – краевые эффекты на границах общих и различающихся фрагментов.

Краевые эффекты на границах общих и различающихся фрагментов обусловлены размытием записываемых на НГ образов вследствие влияния контрастно-частотной характеристики системы, включая тракт ввода изображений в голографическую схему. В результате увеличения размера элемента разрешения (пикселя), принадлежащие различающимся фрагментам пиксели около границы раздела частично перекрывают пиксели общих фрагментов; при наложении восстановленных голограммой образов дисперсия общих фрагментов в области вдоль границы раздела оказывается ниже.

Методом численного моделирования исследована зависимость дисперсии общих фрагментов восстановленного образа от числа НГ для разных радиусов размытия (по Гауссу) исходных дельта-коррелированных образов и ширин приграничных областей, исключавшихся из расчета дисперсии (рис.2, рис.3). Исключение из расчета приграничной области общих фрагментов ведет к росту дисперсии, находящемуся в прямой зависимости от ширины исключаемой приграничной области. По достижении $r_E = r_B - 1$, где r_E – ширина исключаемой





Рис. 2. Зависимость дисперсии общих фрагментов от числа НГ для r_B =4 пкс. и размеров общих фрагментов: в опорных образах 154×154 пкс, в сигнальных образах 56×156 пкс.; для r_E : 1 – 1 пкс., 2 – 2 пкс., 3 – 3 пкс., 4 – 4 пкс., 5 – 5 пкс

Рис. 3. Зависимость дисперсии общих фрагментов для *n*=60 и размера общих фрагментов: в опорных образах 154×154 пкс, в сигнальных – 56×156 пкс.; для: 1 – *r*_B=4 пкс., 2 – *r*_B=5 пкс., 3 – *r*_B=6 пкс

Таким образом, показан механизм снижения измеренной оценки эффективности относительно теоретической при малом числе НГ. Это механизм актуален как при визуальном анализе восстановленного образа, так и при инструментальном, поскольку по условиям задачи ни размер, ни границы общего фрагмента a'priori не известны. В дальнейшем предполагается учесть показанный фактор в теоретической формуле.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-01-00676-а.

Список литературы

1. Бетин А.Ю., Бобринев В.И., Вереникина Н.М., Донченко С.С., Евтихиев Н.Н., Злоказов Е.Ю., Одиноков С.Б., Стариков С.Н., Стариков Р.С. *Квантовая электроника*, **45**, 771–775 (2015).

2. Павлов А.В. Квантовая электроника, 46, 8, 759–765 (2016).

3. Павлов А.В. Квантовая электроника, 47, 4, 335-342 (2017).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДИФФУЗИИ ОШИБКИ ДЛЯ СЖАТИЯ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

Курбатова Е.А., Краснов В.В., Черёмхин П.А., Родин В.Г.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Рассмотрена возможность применения метода диффузии ошибки для сжатия цифровых и компьютерных голограмм. Разработаны и реализованы вариации метода, проведено сравнение с другими методами сжатия. Проведены эксперименты по оптическому восстановлению сцен со сжатых голограмм с помощью пространственно-временного модулятора света.

Метод диффузии ошибки – один из популярных неитеративных методов бинаризации. Первоначально он был разработан для отображения различных изображений на бинарных выходных устройствах: мониторах, принтерах и т.п. [1]. Позднее этот метод стал применяться и в голографии [2], в т.ч. для уменьшения ошибок при восстановлении изображений с синтезируемых бинарных голограмм. Метод работает последовательно: данные обрабатываются пиксель за пикселем, линия за линией. Общий принцип работы метода: значение яркости каждого пикселя сравнивается с выбранным порогом. Если яркость больше порога, то пикселю присваивается значение 1, в противном случае - 0. Ошибка, вызванная этой операцией, применяется к необработанным пикселям, которым задают новое значение яркости.

Метод диффузии ошибки позволяет получить высокое качество восстановления полутоновых изображений. Недостатки метода – низкая дифракционная эффективность и наличие области шумов. Итеративные методы обладают лучшим шумоподавлением, но более ресурсоемки, а по качеству восстановления полутоновых изображений уступают методу диффузии ошибки. Из-за гибкости подбора параметров можно повысить продуктивность метода диффузии ошибки.

Развитие технологий цифровой голографии позволило передавать по каналам связи информацию о 2D и 3D-сценах. Для хранения цифровых голограмм и голографического видео требуются носители информации с большой ёмкостью. Для снижения размера файла голограммы используют методы сжатия: скалярного и векторного типов [3], сканирующие [4], на основе вейвлетов [5, 6] и стандартов сжатия фотоизображений [7] и др. В работе предложено использовать процедуру диффузии ошибки для сжатия голограмм.

Реализованы различные вариации применения метода, осуществляющие сжатие с использованием процедуры диффузии ошибки:

- бинарное пороговое;
- бинарное итеративное;
- многоградационное.

Реализованные и разработанные модификации метода диффузии ошибки были апробированы с использованием численно синтезированных цифровых голограмм. Проведено сравнение разработанного метода с существующими; графики зависимости дифракционной эффективности (ДЭ) и нормированного среднеквадратического отклонения (НСКО) восстановленного с голограммы изображения от оригинала представлены на рис. 1-2. Как видно, для большинства числа градаций метод диффузии ошибки показывает один из наилучших результатов как по НСКО, так и по ДЭ.

Осуществлено оптическое восстановление сцен со сжатых цифровых голограмм Френеля на пространственно-временном модуляторе света. Визуальное качество восстановленного изображения является приемлемым, что подтверждает работоспособность разработанного метода.

Полученные результаты могут быть использованы для статического и динамического отображения объемных сцен, в том числе удалённо и в режиме реального времени, а также для задач оптической обработки информации.



Рис. 1. График зависимости величины НСКО от количества градаций для разных методов сжатия цифровых голограмм



Рис. 2. График зависимости ДЭ от количества градаций для разных методов сжатия цифровых голограмм

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 16-07-00389.

Список литературы

1. Robert W.F., Steinberg L., Proc. Soc. Inf. Disp., 17 (2), 75-77, (1976).

2. Weissbach S., Wyrowski F., Bryngdahl O., Opt. Commun., 72 (1-2), 37-41, (1989).

3. Kurbatova E.A., Cheremkhin P.A., Evtikhiev N.N., Krasnov V.V., Starikov S.N., *Physics Procedia*, **73**, 328-332, (2015).

4. Tsang P.W.M., Poon T.-C., Liu J.-P., Kim T., Kim Y.S., Sci. Rep., 6, 34724, (2016).

5. Bang L.T., Ali Z., Quang P.D., Park J.-H., Kim N., Opt. Express, 19, 8019-8031, (2011).

6. Cheremkhin P.A., Kurbatova E.A., Appl. Opt., 57 (1), A55-A64, (2018).

7. Peixeiro J.P., Brites C., Ascenso J., Pereira F., *IEEE Trans. Multimedia*, **20** (2), 282-297, (2018).

РАСЧЁТ КИНОФОРМОВ ОБЪЕМНЫХ СЦЕН МЕТОДОМ ТРАССИРОВКИ ЛУЧЕЙ

Минаева Е.Д., Краснов В.В., Кулаков М.Н., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Трассировка лучей позволяет рассчитывать распространение излучения путем анализа взаимодействия отдельных лучей с поверхностями объекта. Ее можно использовать для синтеза как амплитудных, так и фазовых оптических элементов, в том числе голограмм и киноформов. В работе рассмотрены и реализованы методы синтеза дифракционных оптических элементов на основе трассировки лучей для отображения объемных сцен.

Алгоритм расчета трассировки лучей (англ. «Ray tracing») заключается в моделировании распространении излучения путем анализа взаимодействия отдельных лучей с поверхностями объекта и относится к наиболее популярным поточечным методам расчета распространения излучения [1]. Лучи, которые испускают источники освещения, и лучи, отраженные от объекта, являются первичными и вторичными соответственно. В точке пересечения первичного луча с поверхностью объекта возникают отраженный и преломленные лучи, называемые вторичными, которые играют ключевую роль в формировании изображения. Путь каждого вторичного луча прослеживается (трассируется) в сцене. При пересечении с объектом вторичные лучи вновь преломляются и/или отражаются и т.д.

К середине 2000-ых гг. метод трассировки лучей стал активно использоваться в создании виртуальных реальностей, в том числе в компьютерных играх. Метод является чрезвычайно ресурсоемким, это привело к созданию вспомогательного программного обеспечения, которое обеспечивало оптимизацию метода (например, представленная в 2009 г. nVidia OptiX) и архитектур параллельных вычислений (например, архитектура CUDA).

В середине 2010-ых гг. алгоритм трассировки лучей стал применяться для синтеза дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [2-3]. Он позволяет рассчитывать ДОЭ различного типа: амплитудные, фазовые, комплексные. В качестве объекта исследования можно рассматривать точечное распределение объекта в разных плоскостях относительно ДОЭ. Оптически наблюдать восстановленные изображения можно, например, путем отображения подобных дифракционных элементов на пространственно-временных модуляторах света (например, жидкокристаллического или микрозеркального типа [4]) и освещением их излучением.

В работе рассмотрены и реализованы методы синтезу ДОЭ трассировкой лучей. Проведены численные эксперименты. В качестве объектов исследования использовались трехмерные сцены, состоящие из набора элементов и двумерных бинарных и полутоновых изображений, расположенных в различных сечениях сцены.

Получены результаты численного и оптического восстановления изображений сцен и их сечений с синтезированных ДОЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-07-00829.

Список литературы

1. V. Tichý, R. Hudec, Š. Němcová, Experimental Astronomy, 41 (3), 1-16 (2016).

- 2. T. Ichikawa, T. Yoneyama, Y. Sakamoto, Opt. Express, 21, 32019-32031, (2013).
- 3. S. Igarashi, T. Nakamura, M. Yamaguchi, Opt. Lett., 41 (7), 1396-1399, (2016).
- 4. Y. Wang, Z. Chen, X. Sang, H. Li, L. Zhao, Opt. Commun., 410, 768–773, (2018).
АССИМЕТРИЧНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ КОДИРОВАНИЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕКОГЕРЕНТНЫМ ОСВЕЩЕНИЕМ Шифрина А.В., Евтихиев Н.Н., Краснов В.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Предложен метод ассиметричного кодирования, основанный на двукратном оптическом кодировании с пространственно-некогерентным освещением, проведено численное моделирование кодирования полутоновых изображений и цифровой информации.

Оптическое кодирование обладает рядом преимуществ по сравнению с цифровым, например более высокими быстродействием и криптостойкостью. Наибольший интерес вызывают методы ассиметричного (т.е. не предполагающего предварительный обмен ключами кодирования между отправителем и получателем) оптического кодирования. Такие методы разработаны для полностью когерентного освещения; они основаны на разделении амплитудных и фазовых составляющих кодированных изображений. Но для пространственно-некогерентного освещения такие методы не применимы, т.к. фазовая составляющая кодированного изображения не регистрируется, поскольку не несёт полезной информации.

Предлагаемый метод ассиметричного оптического кодирования с пространственнонекогерентным освещением основан на коммутативности операции свёртки, описывающей процесс кодирования:

 $f(i, j) \otimes h(i, j) = h(i, j) \otimes f(i, j)$ (1)

и может быть представлен следующим образом:

1. Отправитель кодирует исходное изображение I своим ключом k₁ и отправляет кодированное изображение E₁ получателю.

2. Получатель кодирует полученное кодированное изображение E₁ своим ключом k₂ и возвращает двукратно кодированное изображение E₁₂ отправителю.

3. Используя свойство коммутативности — формула (1) — отправитель декодирует двукратно кодированное изображение E_{12} с помощью своего ключа k_1 и отправляет кодированное изображение E_2 получателю;

4. Получатель декодирует кодированное изображение E₂ с помощью своего ключа k₂ и получает исходное изображение I.

Обе операции кодирования (пункты 1 и 2) могут быть реализованы как аппаратно (оптическими методами), так и численно. Следовательно, возможны четыре модификации данной схемы кодирования:

1. Обе операции реализованы численно. Данный вариант не представляет особого интереса, поскольку при численной реализации схемы оптического кодирования (т.е. её эмуляции на ЭВМ) теряются все преимущества, возникающие при аппаратной реализации.

2. Обе операции реализованы оптически. В данном случае преимущества сохраняются, однако из-за накопления шумов значительно ухудшается качество декодированного изображения.

3. Первая операция реализована оптически, вторая — численно. Данная модификация как обладает преимуществами аппаратной реализации оптического кодирования, так и обеспечивает высокое качество декодированного изображения.

4. Первая операция реализована численно, вторая — оптически. Будучи аналогична модификации 3, данная модификация не обладает возможностью кодировать информацию непосредственно в процессе её регистрации.

Наибольший практический интерес представляют модификации 2 (выше быстродействие, но хуже качество декодированного изображения) и 3 (ниже быстродействие, но лучше качество декодированного изображения).

На Рис. представлены примеры исходного, кодированных и декодированных изображений, а также ключи кодирования.



a)



б)



г)



в)



д)





ж)

Рисунок. Исходное изображение (а), ключи кодирования (б, в), однократно и двукратно (д) кодированные (г), однократно (е) и двукратно (ж) декодированные изображения

По результатам численного моделирования наиболее перспективной для дальнейших исследований представляется модификация метода, в которой первая операция кодирования реализована оптическими методами, а вторая — численными. В данном случае значение минимального нормированного среднеквадратичного отклонения декодированного изображения от кодируемого (НСКО) отличается не более чем на 8% от НСКО, полученного в результате стандартного оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением.

СТАТИСТИКА МЕРЦАНИЙ СИГНАЛА РЕТРОРЕФЛЕКТОРА ДЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ АТМОСФЕРНЫХ ТРАСС Арсеньян Т.И., Сажин А.М.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова Физический факультет, Москва, Россия

В работе обобщены теоретические и экспериментальные результаты, полученные при анализе распространения оптического излучения на открытой приземной трассе в присутствии уголкового отражателя. Приведен анализ экспериментальных данных для модельной установки и реальной приземной трассы длиной 1350 м. Осуществлено компьютерное моделирование процесса распространения излучения на таких трассах. Проведен сравнительный анализ данных моделирования и реального эксперимента.

Уголковые отражатели нашли широкое применение в ряде областей, таких как зондирование атмосферы, дистанционное слежение за целями, в космических исследованиях. Ретрорефлекторы позволили провести проверку ряда положений общей теории относительности и определить точное расстояние от Земли до Луны [1-2]. Установка систем уголковых отражателей на спутниках позволяет использовать их в системах локации, геолокации и атмосферных информации зондирования каналов передачи [3]. Главное свойство ретрорефлектора - его способность отражать свет строго в обратном направлении. Сравнительная легкость и дешевизна устройства позволяют устанавливать его на бортах транспортных средств или разного рода сооружениях. Широкое применение уголковых отражателей в отмеченных отраслях требует детального изучения их поведения в различных состояниях канала передачи информации, сравнения профиля отраженной интенсивности в условиях слабой и сильной возмущенности канала, оценки зависимости свойств отраженного излучения от параметров и материала уголкового отражателя и многих других.

Цель работы состояла в анализе поведения отраженного уголковым отражателем сигнала на экспериментальной модельной трассе и приземной протяженной трассе и последующем моделировании этого процесса для различных условий распространения и сравнении полученных результатов.

На рис.1 представлена схема лабораторной модельной трассы. В эксперименте использовался твердотельный высококогерентный лазер с частотой 530 нм (зеленый). Световой пучок проходит воздушную трубу, имитирующую модель турбулентной среды, после чего попадает на ретрорефлектор. Отраженный ретрорефлектором луч фиксируется видеокамерой, размещенной за плоскопараллельной пластинкой, с частотой 400 кадров в секунду. Световой пучок в эксперименте проходит путь около 100 метров. Установка позволяла имитировать



Рис. 1. Схема модельной экспериментальной установки

турбулентные процессы (разные температурные режимы и ветровые условия), включая условия сильной турбулентности, наблюдаемые на протяженных атмосферных трассах. Для реального эксперимента использовалась открытая атмосферная трасса длиной 1350м, выстроенная по аналогичной схеме. Регистрировалось поведение луча для одномодового режима при длине волны 530 нм. Профиль интенсивности отраженного уголковым отражателем пучка регистрируется камерой на экране наблюдения. Модельная установка позволяла также

анализировать интерференционные структуры, возникающие при установке плоскопараллельной пластины. Преимущество такого метода измерений в том, что центр профиля пучка не обрезается, что позволяет наблюдать отклонение центрального максимума. Временные ряды распределения интенсивности выходного сигнала для одинакового градиента температуры и разных ветровых сдвигов представлены на рис.2.

При слабой турбулентности и отсутствии ветра временные изменения профиля практически не наблюдаются. Четко видна дифракционная картина, создаваемая отражателем за счет его шестиугольной апертуры. Наблюдаемые после прохождения плоскопараллельной пластинки интерференционные полосы практически не меняют своего положения. В условиях более сильного ветра наблюдается отклонение максимума пучка и искажение интерференционных полос. С увеличением ветра эти искажения усиливаются, дифракционная картина пропадает.

Сравнение с условиями сильных температурных флуктуаций в отсутствие ветра свидетельствует, что в таких условиях наблюдается отклонение максимума пучка, а иногда и его фрагментация. С увеличением ветра при больших значениях градиента температуры центр пучка расплывается, фрагментация усиливается, дифракционная картина проявляется все меньше.

Для моделирования характеристик отраженного от уголкового отражателя излучения в различных состояниях турбулентности использовалась программа Fresnel. Распространение светового пучка в соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля описывается интегралом Френеля [4]:

$$U(x_2, y_2) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda\Delta z} \iint U(x_1, y_1) e^{i\frac{k}{2\Delta z} [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]} dx_1 dy_1$$

где $U(x_1, y_1)$ и $U(x_2, y_2)$ - соответственно поле в точке приема и на поверхности начального волнового фронта у источника, Δz - пройденное пучком расстояние.



Рис. 2. Временные ряды профиля выходного пучка в условиях слабого градиента температуры: а – отсутствие ветра; b – d - при разных ветровых сдвигах (по мере усиления)

При моделировании распространения пучка на виртуальной трассе ставятся объекты с разными параметрами, представляющие собой фазовые или амплитудные экраны. Для каждого прохождения через экран считается поле на выходе с использованием интеграла Френеля. Таким образом, получаем конечное распределение поля для произвольной трассы. Ретрорефлектор

моделировался как прямоугольная диафрагма. Такой подход целесообразен, поскольку в самом ретрорефлекторе свет проходит малые расстояния по сравнению с длиной трассы. Из регулируемых параметров наиболее интересны распределение плотности энергии, среднеквадратичное отклонение, степень отражения, радиус корреляции, размер апертуры. Для плотности энергии фазового экрана использовалось гауссовское распределение:

$$PSD(v_{\rho}) = \frac{4\alpha R_{c}^{2}}{2\pi} \sigma^{2} \exp(-2\alpha R_{c}^{2} v_{\rho}^{2}); \quad \alpha = -2\ln(1-0.8)$$

где R_c - радиус корреляции, v_{ρ} - плотность энергии, σ - среднеквадратичное отклонение.

Для характеристики среднеквадратичного отклонения использовался параметр Рытова, с изменениями в диапазоне от 0.5 до 3, что позволяло анализировать воздействие как слабой, так и сильной турбулентности. На рис.3 приведены полученные моделированием профили пучка на отражателе для разных расстояний от источника и при возвращении от уголкового отражателя (при этом считается, что состояние трассы не успевает измениться).

Анализ показывает, что первоначальная дифракционная картина сохраняется до расстояний порядка 300м, после чего структура постепенно приближается к гауссовскому пучку, который испытывает искажения как внутри профиля, так и на его границе. После отражения от ретрорефлектора дисперсия сильно возрастает. Влияние интенсивности турбулентности оценивалось в модельном эксперименте для трассы одной и той же длины, равной 10 м (в условиях сильной турбулентности).



Рис. 3. Профили пучка на разных расстояниях: верхний ряд – расстояния от источника 100м, 200м, 300м, 400м, 500м, 1000м, 1350м; нижний ряд – расстояния от уголкового отражателя 100м, 200м, 300м, 400м, 500м, 1000м, 1350м

Как показывает анализ, присутствие мелкомасштабной неоднородности приводит к сегментированию профиля, тогда как крупные меняют профиль пучка и смещают центральный максимум, что соответствет общетеоретическим положениям [5].

Список литературы

1. Uri Levy, Stanislav Derevyanko, Yaron Silberbergr, Light Modes of Free Space (Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel).

2. Emanuele Ciocci, Manuele Martini, Stefania Contessa, Performance analysis of next-generation lunar laser retroreflectors, *Advances in Space Research*, 2017

3. Sahapong Kruapech, Joewono Widjaja, Laser range finder using Gaussian beam range equation, *Optics and Laser Technology*, 2010

4. Джексон Дж., Классическая электродинамика, 1965, 312 с

5. Арсеньян Т.И., Распространение электромагнитных волн в тропосфере, Томск, 2006, 167 с.

РАСЧЕТ И ОПТИМИЗАЦИЯ ВВОДА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМОДОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО Липницкая С.Н., Романов А.Е., Бугров В.Е.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проводилось численное моделирование ввода лазерного излучения в одномодовое оптическое волокно. Рассмотрены различные варианты согласования источника излучения и оптического волокна: прямая стыковка, микролинза на торце оптического волокна, линза между источником излучения и оптическим волокном.

С появлением в конце 70-х годов прошлого века высококачественного оптического волокна (OB) с малыми потерями и дисперсией, малогабаритных полупроводниковых источников и приемников оптических сигналов в системах проводной магистральной, а затем и сетях локальной связи, произошла подлинная техническая революция, в основе которой были цифровые волоконно-оптические линии связи – ВОЛС. Основными компонентами ВОЛС можно назвать источник светового сигнала, OB, регенераторы, оптические усилители и приемник. В качестве источников световых сигналов используют светодиоды или лазерные диоды. Приемниками служат полупроводниковые фотодиоды.

Толщина активного слоя у большинства лазерных диодов лежит в пределах 0.1 - 0.3 мкм, а ширина 2 - 10 мкм. Излучаемый лазерным диодом световой поток вследствие дифракции расширяется тем больше, чем меньше излучающий торец лазерного диода, что приводит к разнице в углах расходимости излучения в вертикальном ($30^\circ - 60^\circ$) и горизонтальном направлении ($5^\circ - 10^\circ$). Размеры пятна излучения лазерного диода как правило меньше или сравнимы с диаметром одномодового оптического волокна и низкая эффективность ввода излучения при прямой стыковке связана, в основном, с превышением углов расходимости пучка излучения лазерного диода над апертурным углом волокна, который составляет $8^\circ - 12^\circ$ для одномодовых волокон. Для повышения эффективности ввода излучения в OB требуется использование оптических систем, изменяющих ход лучей от источника излучения [1].

В данном исследовании проводились расчеты и оптимизация оптической системы ввода излучения лазерного диода в одномодовое оптическое волокно. Для проведения расчетов использовался инструмент программы Zemax - Physical Optics Propagation (POP). При использовании POP волновой фронт моделируется с использованием массива точек, каждая из которых хранит информацию о комплексной амплитуде пучка. Для распространения пучка с одной поверхности на другую используется либо метод расчета дифракционного распространения, либо метод расчета распространения углового спектра.

Эффективность ввода излучения в ОВ рассчитывается по формуле (1).

$$T = \frac{\left(\iint F_r(x, y)W'(x, y)dxdy\right)^2}{\iint F_r(x, y)F_r'(x, y)dxdy\iint W'(x, y)dxdy},$$
(1)

где $F_r(x, y)$ - функция, описывающая комплексную амплитуду моды волокна, W(x, y)функция, описывающая комплексную амплитуду излучения на входном торце волокна, символом штриха обозначены комплексно сопряженные функции.

Для проведения расчета задаются параметры исходного пучка, параметры OB и элементы исследуемой оптической системы. Помимо расположения в пространстве, наклона и мощности для исходного пучка требуется задать или значение ширины горловины пучка или угол расхождения излучения в дальнем поле и размер пучка. Для OB в данном исследовании задавался диаметр модового поля.

Для верификации численной модели проводились предварительные расчеты, постановка которых соответствовала экспериментальному исследованию, результаты которого приведены в [2]. В экспериментальной работе в качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазер на гетероструктуре InGaAsP. Излучение лазера обладало следующими характеристиками: ширина горловины круглого пучка 0.779 мкм, длина волны излучения $\lambda = 1.3$ мкм. Используемое одномодовое OB Corning SMF-28^{тм} имеет диаметр модового поля для

заданной длины волны 9.2 мкм. В работе [2] измерялась эффективность ввода лазерного излучения в OB с плоским торцом и с конической линзой на торце OB. Параметры конической линзы следующие: высота h = 2.6 мкм, диаметр основания D = 8.7 мкм, материал линзы совпадает с материалом сердцевины OB – кварцевое стекло. Результаты эксперимента – потери мощности, представлены в децибелах (дБ) и в расчетах определяются из соотношения (2).

q = -10 lg(T).

(2)

Результаты измерений и соответствующих расчетов приведены на Рис. 1. Видно, что результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом и разработанную расчетную модель можно использовать для дальнейших расчетов.





Далее расчеты проводились для определения эффективности ввода излучения в ОВ для полупроводникового лазера на основе гетероструктуры InGaAs/InAlAs на подложке InP, который разработан в университете ИТМО на кафедре световых технологий и оптоэлектроники. Излучение лазера обладало следующими характеристиками: размеры источника 4 мкм/0.6 мкм, углы расходимости излучения в горизонтальном и вертикальном направлениях 10° и 30° соответственно, длина волны излучения $\lambda = 1.55$ мкм. Используемое одномодовое OB Corning SMF-28TM имеет диаметр модового поля для заданной длины волны 10.4 мкм. Помимо прямой стыковки были рассчитаны следующие согласующие элементы: коническая линза на торце OB, полусферическая линза на торце OB и сфера между источником излучения и торцом OB. материал для всех согласующих элементов задавался такой же, как у сердцевины OB. Для определения оптимальных параметров использовались инструменты оптимизации в программе Zemax.

Для прямой стыковки максимальная эффективность ввода излучения составила 21.3% и соответствует минимально возможному расстоянию между источником излучения и OB. Максимальная эффективность ввода излучения для случая конической линзы на торце OB достигает 53.7% при следующих параметрах оптической системы: высота 2.05 мкм, радиус основания 6.4 мкм, расстояние между линзой и источником излучения 15 мкм. Максимальная эффективность ввода излучения для случая полусферической линзы на торце OB достигает 50.6% при следующих параметрах оптической системы: радиус кривизны 7.305 мкм, расстояние между линзой и источником излучения 7.305 мкм, расстояние между линзой и источником излучения 11 мкм. Максимальная эффективность ввода излучения 11 мкм. Максимальная эффективность ввода излучения для случая сферы между источником излучения и торцом OB достигает 39.6% при следующих параметрах оптической системы: радиус сферы 8.35 мкм, расстояние от источника до сферы 5.34 мкм, расстояние от сферы до OB 6.03 мкм.

На Рис.2 изображены зависимости эффективности ввода излучения для случая плоского торца ОВ и для случая использования микролинз на торце ОВ с оптимальными параметрами.



Рис. 2. Зависимость эффективности от расстояния от источника излучения до линзы (или до торца OB)

Как видно из результатов расчетов, наиболее эффективным из исследуемых согласующих элементов является коническая линза на торце OB, использование которой позволяет значительно увеличить эффективность ввода излучения в одномодовое OB. Полученные оптимальные характеристики согласующих элементов для ввода лазерного излучения в OB можно использовать для повышения общей эффективности ВОЛС. Верифицированная расчетная модель с возможностью варьирования параметров в программном комплексе Zemax может быть использована для получения оптимальных характеристик оптических систем на этапе их проектирования, что позволяет свести к минимуму дорогостоящее производство опытных образцов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение № 14.578.21.0239 от 26 сентября 2017 г., уникальный идентификатор RFMEFI57817X0239.

Список литературы

- 1. U.H.P. Fischer-Hirchert, *Photonic Packaging Sourcebook: Fiber-Chip Coupling for Optical Components, Basic Calculations, Modules,* (2015).
- 2. N. Yu, Coupling of a semiconductor laser to a single-mode fiber, (1987).

ИНТЕРФЕРОМЕТР КАК ПРООБРАЗ ИСКУССТВЕННЫХ СИСТЕМ С УПРАВЛЯЕМОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЕЁ САМОИЗМЕНЕНИЕ Измайлов И.В., Пойзнер Б.Н.

Томский государственный университет, Томск, Россия

Развивается концепция (само)управляемой нелинейности. Нелинейный кольцевой (и любой) интерферометр латентно воплощает принцип управляемой (формируемой) нелинейности. Принцип позволяет перейти к её самоуправлению, стимулируя биологизацию технических устройств и модернизацию гибридных саморазвивающихся систем.

Проникновение технических устройств в биологические организмы (в том числе человека), как и интеграция биологических объектов с неорганическими конструкциями, есть характерная тенденция наших дней. В этом контексте заслуживают внимания любые возможности биологизации технических систем, т.е. придания им фундаментальных черт живых существ. Среди таких черт – способность изменять собственный modus operandi. Нелинейность как способность системы определённым образом преобразовывать один сигнал в другой нельзя не признать одним из факторов этого модуса. Применительно к динамической системе вид нелинейности есть идентификацонная характеристика её оператора эволюции. Тем самым смена функционального вида нелинейности (управляемая либо самоуправляемая) оказывается потенциальным средством биологизации искусственных устройств. Обычно этот вид предзадан их конструкцией и свойствами материалов, поэтому указанная смена затруднена. Преодолеть затруднение можно, если вид нелинейности зависит от неких сигналов в системе, т.е. от легко сменяемых «деталей». При этом управляющий сигнал может быть как внешним по отношению к системе, так и вырабатываться ею самой. Реализация этих вариантов приведёт к управляемой либо самоуправляемой нелинейности, а следовательно, к динамической системе с (само)управлемым оператором эволюции, т.е. с (само)управлемым modus'ом operandi.

После этих вступительных слов требуется уточнить термины. Понятие «нелинейность» толкуется как непропорциональность силы отклика относительно уровня воздействия на объект. Строго говоря, нелинейность означает нарушение принципа суперпозиции, например, в ходе преобразования некоторых величин (сигналов). Термин «форма» здесь мыслится как именная форма (в математике), описывающая тот или иной объект (например, сигнал). То есть форма здесь это – выражение, которое: 1) содержит *переменные*, 2) превращается в *имя* после подстановки – вместо переменных – имён объектов (из области значений этих переменных). Имя (или означающее) есть языковое выражение, служащее для обозначения определённого объекта (денотата). Оно же выражает и определённый смысл. Примеры именных форм: cos x, ln x, exp x. В них вместо переменной x можно подставить имена: π , 1, или sin($\pi/2$), sin. И тем самым превратить именную форму в некоторое имя. Под управлением нелинейностью подразумевается изменение её формы при воздействии некоего управляющего сигнала.

Причём здесь оптика? Во-первых, она даёт исторические прецеденты. Оказывается, что когда исследователь-оптик сталкивался с явлением интерференции, то он, а точнее - его измерительный прибор (глаз) – фактически становился частью системы с нелинейностью, вид которой зависит от формы интерферирующих сигналов. Во-вторых, с изобретением лазеров синусоидальная. последняя обычно Поэтому зависимость яркости фрагмента интерференционной картины от разности хода волн тоже синусоидальная. То есть имеет место нелинейность передаточной характеристики: «разность хода» → «яркость». Принципиально, что её можно усложнить, применив специального вида бигармонические либо полигармонические сигналы. Это и есть пример управления нелинейностью. В-третьих, традиционно считается, что «запас по частоте» оптического диапазона – по сравнению с радиодиапазоном – является залогом успешного применения оптических сигналов и устройств для обработки и передачи данных. Точно так же это превышение частоты оптического сигнала продуктивно и в случае управления нелинейностью. Действительно, благодаря этому «запасу» преобразование формы оптического сигнала в форму передаточной характеристики элементов более низкочастотного диапазона (СВЧ, КВЧ или ТГц) обеспечит необходимое быстродействие и прецизионность этим элементам.

По существу здесь кроется *ресурс развития* радиофотоники (альтернатиная интерпретация оптико- и радиофизических явлений) и элементной базы оптоэлектронных устройств.

Ниже мы лишь сформулируем общий принцип формирования нелинейности, подчёркивая связь с явлением интерференции. К принципу мы пришли, размышляя над указанной проблемой и привлекая построенную нами аксиоматику [1, 2].

Согласно положениям [1, 2], существует всего четыре вида передаточных характеристик (ПХ). Так, пусть некий преобразователь **M'** преобразуёт входной сигнал **f**_{in} некой формы **F**_{f_{in} с параметрами **П**_{f_{in}} в выходной сигнал **f**_{out}, имеющий форму **F**_{f_{out}, с параметрами **П**_{f_{out}. Тогда преобразователю соответствуют три вида его ПХ: 1) в пространстве форм **F**: **F**_{f_{in} \rightarrow **F**_{f_{out}; 2) в пространстве параметров **П**: **П**_{f_{in}} \rightarrow **П**_{f_{out}; 3) в пространстве величин сигналов **f** (существует не всегда): **f**_{out}(**x**_{out}) = **f**_{out}(**f**_{in}(**x**_{in}), **r**_{out} = **x**_{out}(**x**_{in}), где **x**≡(**r**, *t*)≡(*x*, *y*, *z*, *t*), время *t* может быть частью **f**_{in}. 4) Любой сигнал (поток) **f**(**x**, **П**_f) имеет передаточную характеристику сигнала: **f**=**f**(**x**, **П**_f), т.е. (**x**, **П**_f) \rightarrow **f**.}}}}}}

Обычно под нелинейностью подразумевают вид (статической) ПХ в пространстве величин сигналов **f**. Правомерно утверждать, что она может быть «готовой» либо «формируемой», т.е. «чёрным ящиком» (с известной нелинейной статической ПХ) либо неким продуктом взаимодействия сигналов и нескольких преобразователей. Это противопоставление условно и зависит от отношения исследователя к конкретному нелинейному элементу. А вопрос «как формировать нелинейность ($f_3 \rightarrow f_2$)»? – неразрывен с вопросом: «как устроена "готовая" нелинейность?»

Очевидно, формировать требуемую нелинейность можно как суперпозицию «готовых» N: $f_{out} = N_{super}(f_{in}) = N_1(N_2(f_{in})+N_3(f_{in}))$ и т.д. Но этот частный приём лишён простоты трансформации вида ПХ и негибок. Инженеру необходимо заранее предусматривать все виды ПХ, какие потребуются, и «закладывать» их в конструкцию, что неудобно.

Мы предлагаем второй способ – получать нелинейность из *двух* передаточных характеристик: ПХ *сигнала* \mathbf{f}_7 или ПХ $\mathbf{\Pi}_7(\mathbf{\Pi}_6(\mathbf{\Pi}_{5.1}(\mathbf{f}_3)))$ в пространстве *параметров* (рис. 1). Причём обе ПХ управляемы формой \mathbf{F}_1 и параметрами $\mathbf{\Pi}_1$ некоего сигнала \mathbf{f}_1 .

Рис. 1 содержит схему устройства с формируемой нелинейностью преобразования \mathbf{f}_3 в \mathbf{f}_2 под управлением сигнала \mathbf{f}_1 , т.е. под управлением его формы \mathbf{F}_1 и параметров Π_1 . Блок 1 – модулятор параметров $\Pi_{5.1}$ выходного или входного сигнала $\mathbf{f}_{5.1}$ позволяет сигналу \mathbf{f}_3 , т.е. «аргументу нелинейности», влиять на параметры сигнала $\mathbf{f}_{5.1}$. В ситуации с интерференцией \mathbf{f}_1 состоит из двух оптических пучков: один ($\mathbf{f}_{1.1}$) под действием \mathbf{f}_3 модулирован по фазе блоком 1, а второй ($\mathbf{f}_{1.2}$) – нет. Так $\mathbf{f}_{1.1}$ и $\mathbf{f}_{1.2}$ превращаются в $\mathbf{f}_{5.1}$ и $\mathbf{f}_{5.2}$.

Блок 2 (преобразователь «простой») – необязательный компонент, предназначенный для дополнительного изменения (усложнения) функциональных зависимостей в пространстве параметров. $\Pi_{5.1.F_1}\Pi_1(\mathbf{f}_3)$ $\Pi_{6.F_{5.1}.F_{1.2}}\Pi_1(\Pi_{5.1.F_1}\Pi_1(\mathbf{f}_3))$, $\Pi_{7.F_7.F_{5.1}.F_{1.2}}\Pi_1(\Pi_{6....}(\mathbf{f}_3))$. Например, это место, где интерферируют сигналы $\mathbf{f}_{5.1}$ и $\mathbf{f}_{5.2}$, создавая \mathbf{f}_6 .

Блок 3 (детектор параметров $\Pi_{7...}$) вместе с модулятором параметров (блоком 1) позволяют «превратить» ПХ в пространстве параметров $\Pi_{7...}(\Pi_{6...}(\Pi_{5.1...})))$ с учётом модуляционной характеристики $\Pi_{5.1...}(\mathbf{f}_3)$ в ПХ в пространстве величин сигналов: $\mathbf{f}_2=\Pi_{7...}=$ = $\mathbf{N}_{F_7.F_5.1,F_{1.2}}\mathbf{n}_1(\mathbf{f}_3)$. При интерференции блок 3 измеряет интенсивность как глаз оптика.

Альтернативный блок 3′ – устройство выборки-хранения (данных о характеристиках сигнала). Оно «превращает» ПХ сигнала \mathbf{f}_7 в ПХ в пространстве величин сигналов: $\mathbf{f}_2 = \mathbf{N}_{\text{F7.F5.1,F1.2,T1}} \mathbf{n}_1(\mathbf{f}_3)$. Причём сигнал \mathbf{f}_3 становится «аргументом нелинейности» либо благодаря наличию модулятора (блока 1), либо – подаче части \mathbf{f}_3 непосредственно на вход $\mathbf{f}_{\text{cnt}}(\mathbf{x})$ управления **х**-областью выборки данных. Тогда блока 1 может и не быть.

Отмести конструкцию этого элемента как «запутанную» было бы опрометчиво: ведь множество известных «готовых» нелинейных элементов устроены согласно рис. 1. Ему удовлетворяют и простые нелинейные элементы (металлический катод, испускающий электроны, полупроводниковый диод), и более сложные (нелинейный кольцевой интерферометр в статическом режиме и т.п.).



Рис. 1. Схема, раскрывающая один из двух принципов формирования нелинейности ($f_3 \rightarrow f_2$)

Выдвигаемый нами общий принцип формирования нелинейности составляет совместное использование метода формирования нелинейности (как на рис. 1) и суперпозиции «готовых» нелинейностей.

Согласно рис. 1, вид нелинейной ПХ $\mathbf{f}_2=\mathbf{N}_{...}(\mathbf{f}_3)$ сменяем видом внешнего управляющего сигнала $\mathbf{f}_1(\mathbf{x}, \Pi_1)$ и/или значениями его параметров Π_1 . Значит, если нелинейный элемент есть часть некой динамической системы, то вид нелинейности $\mathbf{f}_2=\mathbf{N}_{...}(\mathbf{f}_3)$ в ней может быть дистанционно сменяем (управляем) сигналом \mathbf{f}_1 (рис. 2, *a*) и даже самоуправляем (рис. 2, *б*).

Итак, сформулирован прнинцип формирования нелинейности, намечен переход к (само)управлению ею, продемонстрирована генетическая связь их с явлением интерференции. Авторы надеются: реализация описанного круга задач расширит приборную базу оптики.



Рис. 2. Схема, раскрывающая принцип управления (а) и <u>само</u>управления (б) нелинейностью $(f_3 \rightarrow f_2)$

Список литературы

1. И.В. Измайлов, Б.Н. Пойзнер. Аксиоматическая схема исследования динамических систем: от критериев их растождествления к самоизменению. Томск: STT, 2011. 574 с.

2. I.V. Izmailov, B.N. Poizner, I.V. Romanov, S.M. Smolskiy. *Cryptology Transmitted Message Protection. From Deterministic Chaos up to Optical Vortices*. Springer Int. Publ. AG Switzerland, 2016. 364 р. (Эл. версия: URL: http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-319-30125-9).

ЛОГИЧЕСКАЯ ОПЕРАЦИЯ КОНЪЮНКЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ

Низамова Э.И., Гарнаева Г.И., Нефедьев Л.А.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрена реализация логических операций над сигналами с помощью стимулированной эхо-голограммы. Показано, что стимулированная эхо-голограмма может быть использована для реализации логической операции конъюнкции.

Решение задач накопления, обработки, передачи и регистрации информации требует резкого увеличения быстродействия и объема памяти создаваемых компьютеров, особенно при их использовании для обработки изображений и полей сигналов [1].

Оптические методы обработки информации дают возможность работать с большими объемами информации с высокой скоростью их обработки и осуществлять ряд интегральных операций над массивами информации. С помощью использования различных комбинаций параметров светового когерентного излучения (амплитуды, частоты, фазы, поляризации, разрешаемых элементов в изображении (пиксели)) может быть реализован процесс передачи и обработки информации в больших объемах с высокой скоростью.

В работе рассматривается эхо - голографический метод обработки информации, где выполняются логические операции с сигналами с помощью оптических эхо-процессоров. В данной работе рассмотрена реализация операции конъюнкции (логического умножения) для сигналов с использованием стимулированной эхо-голограммы (СЭГ).

Функция $f(x_1, x_2) = x_1 \wedge x_2$ или $f(x_1, x_2) = x_1 \& x_2$, или $f(x_1, x_2) = x_1 \cdot x_2$, или $f(x_1, x_2) = x_1 x_2$ называется конъюнкцией, логическим умножением или функцией И. Она принимает значение 1 только в том случае, когда все аргументы равны 1 (и $x_1 = 1$, и $x_2 = 1$), а значение 0 во всех остальных случаях (когда хотя бы одна из переменных будет равна 0).

Вход x ₁	Вход х ₂	Выход у
0	0	0
1	0	0
0	1	0
1	1	1

Таблица. Аргументы и значения функции логического умножения

Реализация логической операций конъюнкции с использованием СЭГ оказывается возможной в частотной области (Фурье-спектры возбуждающих лазерных импульсов), где x₁, x₂ - спектры возбуждающих лазерных импульсов в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода.

Напряженность электрического поля отклика СЭГ имеет вид [2, 3]

$$E \approx \int_{V} \int_{-\infty}^{\infty} g\left(\Delta\right) d\Delta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \times A^{(1)*} A^{(2)} A^{(3)} \widetilde{S}^{(1)*} \left(\Delta\right) \widetilde{S}^{(2)} \left(\Delta\right) e^{\left(i\left\{\Delta \cdot \tau_{12} - \Delta \cdot \left(t - \tau_{12} - \tau_{23}\right)\right\}\right)} dV \tag{1}$$

где \tilde{S}^{η} - спектр _П-го возбуждающего лазерного импульса, θ_{η} - площадь _П-го импульса, τ_1 и τ_2 - временные промежутки между 1-м и 2-м, 2-м и 3-м возбуждающими импульсами, $g(\Delta)$ функция распределения частот неоднородно- уширенной линии резонансного перехода. При проведении численного эксперимента временные промежутки между импульсами подобраны так, что $\tau_1 = \tau_2 = 10_{HC}$, ширина неоднородно-уширенной линии $\sigma = 5_{HC}^{-1}$ соответствующая ионам Pr³⁺ в матрице LaF₃ в примесном кристалле LaF₃:Pr³⁺, ширина узкой частотной области неоднородно уширенной линии, подвергающаяся возбуждению $k\sigma = 0, 3_{HC}^{-1}$. Из (1) следует, что выбор спектров первого и второго импульсов в виде узких частотных областей в пределах неоднородно- уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать логическую операцию конъюнкции в частотной области (спектр отклика СЭГ), что проиллюстрировано на Рис.



Рисунок. Схема возбуждения СЭГ (1- контур неоднородно-уширенной линии, 2- спектр первого возбуждающего импульса, 3- спектр второго возбуждающего импульса, 4- спектр третьего считывающего импульса, 5- спектр отклика СФЭ, P₁, P₂, P₃ - временные формы импульсов, P_{СЭГ} – временная форма отклика СЭГ, t₁- время воздействия первого лазерного импульса, t₂- время воздействия второго лазерного импульса, t₃ время воздействия третьего лазерного импульса, t_{СЭГ} – время появления отклика СФЭ)

В качестве примера рассмотрим случай, когда первый импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии на той же частоте, тогда отклик СЭГ наблюдается. Если первый импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй импульс возбуждает узкую область собласть неоднородно уширенной линии, а второй импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии на другой частоте, то отклик СЭГ не наблюдается. Если один или оба импульса отсутствуют, то отклик СЭГ не наблюдается.

Таким образом, выбор спектров импульсов в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать логическую операцию конъюнкции в частотной области с использованием СЭГ.

Список литературы

1. А.Р. Сахбиева, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, *Журнал прикладной спектроскопии*, **84**, №3, 499-503, (2017).

2. А.А. Калачев, В.В. Самарцев. Фотонное эхо и его применение, Казань, КГУ, (1998).

3. L.A. Nefediev, G.I. Garnaeva, E.I. Hakimzyanova, K.L. Nefedieva, *Laser physics*, 24, №8, (2014).

ЛОГИЧЕСКАЯ ОПЕРАЦИЯ ДИЗЪЮНКЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО ГОЛОГРАФИИ

Гарнаева Г.И., Низамова Э.И., Нефедьев Л.А.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Рассмотрена реализация логических операций над сигналами с помощью аккумулированной стимулированной эхо-голограммы. Показано, что аккумулированная стимулированная эхо-голограмма может быть использована для реализации логической операции дизъюнкции.

В условиях роста объема, разнообразия и сложности информации во всех областях науки, техники и информационного сервиса необходимы системы для ее формализации, накопления, обработки, передачи и регистрации. Решение этих задач требует резкого увеличения быстродействия и объема памяти создаваемых компьютеров, особенно при их использовании для обработки изображений и полей сигналов [1].

Оптические методы обработки информации дают возможность работать с большими объемами информации с высокой скоростью их обработки и осуществлять ряд интегральных операций над массивами информации. С помощью использования различных комбинаций параметров светового когерентного излучения (амплитуды, частоты, фазы, поляризации, разрешаемых элементов в изображении (пиксели)) может быть реализован процесс передачи и обработки информации в больших объемах с высокой скоростью.

В данной работе рассматривается эхо - голографический метод обработки информации, где выполняются логические операции с сигналами с помощью оптических эхо-процессоров. В данной работе рассмотрена реализация операции дизъюнкции (логического сложения) для сигналов с использованием аккумулированной стимулированной эхо-голограммы (АСЭГ).

Функция $f(x_1, x_2) = x_1 \lor x_2$ или $f(x_1, x_2) = x_1 + x_2$ называется дизьюнкцией, логическим сложением или функцией ИЛИ. Она принимает значение 1, если хотя бы один из аргументов или все равны 1 (или $x_1 = 1$, или $x_2 = 1$, или $x_1 = x_2 = 1$), а значение 0 – только при $x_1 = x_2 = 0$.

Реализация логической операций дизьюнкции с использованием АСЭГ, который наблюдается в кристалле LaF₃:Pr³⁺ (λ =477,7 нм, длительность возбуждающих лазерных импульсов 10 нс, интервал между импульсами в парах 25 нс) оказывается возможной в частотной области (Фурье-спектры возбуждающих лазерных импульсов), где x₁, x₂ - спектры возбуждающих лазерных импульсов), где x₁, x₂ - спектры возбуждающих лазерных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода.

Напряженность электрического поля отклика АСЭГ имеет вид [2, 3]

$$E \approx \sum_{j} \int_{V-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_{1j} \sin \theta_{2j} \sin \theta_{3j} \widetilde{S}_{1j}^{*}(\Delta) \widetilde{S}_{2j}(\Delta) \widetilde{S}_{3}(\Delta) e^{\left(i \left\{ \Delta \cdot \tau_{1j} - \Delta \cdot \left(t - \tau_{j1} - \tau_{2j}\right) \right\}\right)} dV \quad \text{где } \widetilde{S}_{\eta j}$$

- спектр η - го возбуждающего лазерного импульса в j-ой паре возбуждающих лазерных импульсов, $\theta_{\eta j}$ - площадь η -го импульса в j-ой паре, τ_{1j} и τ_{2j} - временные промежутки между 1-м и 2-м и 3-м возбуждающими импульсами j-ой пары, $g(\Delta)$ - функция распределения частот неоднородно уширенной линии резонансного перехода. Из приведенного выражения следует, что выбор спектров первых импульсов в парах в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать логическую операцию дизъюнкции в частотной области (спектр отклика АСЭГ), что проиллюстрировано на Рис.

В качестве примера рассмотрим случай, когда первый импульс первой пары возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а во второй паре он отсутствует, то отклик АСЭГ наблюдается. Если первый импульс первой пары возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а во второй паре на той же частоте есть такой же импульс, то отклик АСЭГ также наблюдается. Если первый импульс второй пары возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а во второй паре он отсутствует, то отклик АСЭГ также наблюдается. Если первый импульс второй пары возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а в первой паре он отсутствует, то отклик все равно есть. Если первый импульс первой пары отсутствует, а во второй паре он тоже отсутствует, то отклика нет.



Рисунок. Схема возбуждения АСЭГ (1 - неоднородно уширенная линия, 2 - спектр первого импульса первой пары возбуждающих импульсов, 3 - спектр второго импульса первой пары возбуждающих импульсов, 4 - спектр первого импульса второй пары возбуждающих импульсов, 5 - спектр второго импульса второй пары возбуждающих импульсов, 6 - спектр считывающего импульса, 7 - спектр отклика АСЭГ)

Таким образом, выбор спектров первых импульсов в парах в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать логическую операцию дизъюнкции в частотной области.

Список литературы

1. А.Р. Сахбиева, Л.А. Нефедьев, Г.И. Гарнаева, *Журнал прикладной спектроскопии*, **84**, №3, 499-503, (2017).

2. А.А. Калачев, В.В. Самарцев. Фотонное эхо и его применение, Казань, КГУ, (1998).

3. L.A. Nefediev, G.I. Garnaeva, E.I. Hakimzyanova, K.L. Nefedieva, Laser physics, 24, №8, (2014).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ РЕЦИРКУЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ЗАМКНУТЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТИПА Поляков А.В., Сахончик Д.Г.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Проведены исследования стабильности частоты рециркуляции оптических импульсов в замкнутом оптоэлектронном контуре. Определены режимы работы элементов системы, позволяющие достигать значений относительной долговременной нестабильности не более $2 \cdot 10^{-6}$ при времени измерения 1 с и времени наблюдения 60 мин для длины волоконного световода в несколько сотен метров.

При создании современных оптоэлектронных систем (ОЭС) широкое применение находят волоконные световоды, инжекционные полупроводниковые лазеры и другие оптоэлектронные устройства. Из всего многообразия ОЭС одним из перспективных направлений развития в настоящее время являются оптоэлектронные рециркуляционные системы (ОЭРС), состоящие из трех основных компонентов: модулируемого источника излучения (МИИ), волоконнооптической линии задержки (ВОЛЗ) и фотодетектора (ФД), замкнутых в кольцо. В ОЭРС регенеративного типа входной сигнал с помощью МИИ преобразуется в модулированное оптическое излучение, которое, пройдя через ВОЛЗ, детектируется ФД и превращается в выходной информационный сигнал. Этот сигнал после регистрации и восстановления по форме, амплитуде и длительности снова поступает на МИИ и инициирует новый цикл рециркуляции.

В [1-5] представлены разработанные на основе ОЭРС оптоволоконные измерительные системы рециркуляционного типа. При анализе метрологических характеристик таких устройств выяснилось [6], что на погрешность измерений существенное влияние будут оказывать не связанные с процессом измерения флуктуации частоты рециркуляции. Для оценки возможностей использования подобных ОЭРС в качестве волоконно-оптических датчиков необходимо провести исследования долговременной нестабильности частоты рециркуляции (ОДН), связанной с систематическим смещением частоты за длительное время в зависимости от режимов работы элементов контура. Изучаемые долговременные временные флуктуации частоты рециркуляции в ОЭРС являются результатом наложения целого ряда независимых друг от друга явлений. Наиболее существенное влияние на их структуру оказывают следующие факторы: временной джиттер в инжекционном лазере (ИЛ), возникающий из-за случайных изменений времени задержки между импульсом тока накачки и излучением лазера; нестабильность времени отклика лавинного фотодиода (ЛФД); временной разброс моментов срабатывания порогового решающего устройства, который связан с изменением амплитуды входного сигнала из-за флуктуаций мощности излучения ИЛ, дробовых шумов ЛФД, тепловых шумов нагрузочного сопротивления, шумов входных каскадов усилителя, а также с флуктуациями питающих напряжений и т.д. Сложный характер флуктуаций временных параметров требует разработки специальных экспериментальных методик изучения закономерностей распространения сигналов в замкнутом оптоэлектронном контуре.

Для решения данных задач создан специальный экспериментальный стенд, включающий в себя макет ОЭРС и соответствующую измерительную аппаратуру. Основные блоки исследуемой ОЭРС представляли собой InGaAsP/InP–ИЛ с мощностью излучения 2 мВт на длине волны λ =1,55 мкм типа NEC NDL7701P при I=1,3 $I_{\rm n}$ (мощность излучения регулировалась величиной тока постоянного смещения I_0); многомодовый градиентный ВС длиной 3 м, 5 м, 10 м, 50 м, 100 м, 200 м, 300 м и 500 м типа Corning 50/125СРС6 и Fujikura G50/125 с потерями 0,3 дБ/км; в качестве фотоприемников использовались InGaAs-ЛФД типа NEC NR4210, EG&G Optoelectronics C30645E, Mitsubishi PD8042 со спектральной чувствительностью на длине волны 1,55 мкм 0,88–0,94 A/Bт и германиевый лавинный фотодиод ЛФД-2A со спектральной чувствительностью 0,8 A/BT при коэффициенте лавинного умножения M=1, быстродействием 2,5 ГГц для коэффициента лавинного умножения M=10; блок регенерации порогового типа, осуществлявший восстановление импульсов по амплитуде, форме и длительности на каждом

цикле рециркуляции. С точки зрения простоты технической реализации для регистрации детектируемых импульсных сигналов применялся метод постоянного порога.

Для исследования особенностей влияния режимов возбуждения ИЛ на стабильность рециркуляции, модулятор тока инжекции ИЛ в ОЭРС помимо формирования коротких импульсов с крутыми фронтами должно обеспечивать подачу регулируемого смещения, коррекцию параметров импульсов тока инжекции, осуществление регулировки и стабилизации амплитуды импульсов тока инжекции и т.д. Для реализации перечисленных функций использовали модулятор тока (МТ) инжекционного лазера, обеспечивающий формирование импульсов тока накачки длительностью 3 нс на полувысоте с фронтом $\tau_{d}=2$ нс с дискретно меняющейся амплитудой в диапазоне (0-20) мА и плавно регулируемым постоянным смещением Io. Величина постоянного смещения ограничена значением порогового тока ИЛ. Использование *I*⁰ позволило уменьшить задержку излучения ИЛ и стабилизировать его частотные параметры. Форма импульса тока инжекции ИЛ контролировалась по падению напряжения на $R_i=1$ OM измерительном сопротивлении электронным осциллографом. Нагрузочное сопротивление R_н ЛФД составляло величину 50 Ом. Пороговое устройство представляло собой комбинацию компаратора напряжения для сравнения аналоговых величин типа 597СА1 и преобразователя уровня F100125. На выходе компаратора формировались логические сигналы с уровнями напряжений, характерными для эмиттерно-связанной логики (ЭСЛ). Цифровой блок электронной части контура собран с использованием транзисторно-транзисторных логических элементов (ТТЛ), широко распространенных в технике из-за высокой помехоустойчивости, умеренного потребления энергии, хорошей нагрузочной способности и малой стоимости. Для согласования сигналов ЭСЛ-уровня с сигналами ТТЛ-уровня применялась специальная микросхема преобразования уровней. Формирователь состоял из устройства объединения, обострителя и генератора стандартных информационных импульсов, которые затем усиливались модулятором тока ИЛ. Кроме восстановления сигналов, через формирователь возможно стирание информации и подключение измерительных приборов, необходимых для проведения экспериментальных исследований. Частота рециркуляции фиксировалась частотомером, сопряженным с компьютером. Ввод-вывод оптического излучения осуществлялся путем непосредственной стыковки ВС с ИЛ и ЛФД с помощью соединительных разъемов и микрометрических юстировочных устройств.

Из проведенных экспериментов следует, что через 15-20 мин после начала запуска циркуляции для L=500 м среднее значение частоты рециркуляции устанавливалась в пределах 397 095-397 096 Гц, в то время как относительная нестабильность частоты рециркуляции для каждого момента наблюдений принимала значения (1,5-1,8) · 10⁻⁶ при времени измерения частотомера 1 с. Экспериментально полученная относительная долговременная нестабильность частоты рециркуляции в зависимости от величины порога срабатывания блока регенерации U_п при времени наблюдения 60 мин для различных значений тока постоянного смещения ИЛ представлена на рисунке 1 (а). Анализ зависимостей χ (U_{II}) показал, что в интервале U_{II} =(0,3– $(0,8)U_a$, где U_a -максимальная амплитуда сигнала на входе компаратора, величина χ практически не изменяется, поскольку порог срабатывания соответствовал линейному участку фронта импульса. Ухудшение ОДН при дальнейшем увеличении порога обусловлена увеличивающимся влиянием флуктуаций амплитуды циркулирующего импульса на моменты срабатывания блока регенерации на нелинейном участке фронта импульса. Уменьшение величины U_п приводило к эффекту самовозбуждения порогового устройства и срыву рециркуляции. Следовательно, для получения наибольшей стабильности частоты рециркуляции величина срабатывания порога устройства регенерации должна находиться в окрестностях половины амплитуды сигнального импульса на входе порогового устройства. Увеличение тока накачки ИЛ повышало стабильность частоты рециркуляции в ОЭРС и расширяло диапазон перестройки Un. Динамика изменения ОДН частоты рециркуляции при различных длинах ВС представлена на рисунке 1 (б). Экспериментальные значения начинали фиксироваться через 20 мин с момента запуска циркуляции, когда система входила в относительно стабильное состояние, при следующих параметрах: $I_0=0.9I_{\Pi}$; $U_{\parallel} \approx 0.5U_{\lambda}$. Изменение максимальной ОДН частоты рециркуляции χ_{max} ,

полученной за время наблюдения 60 мин, при одинаковых режимах работы элементов контура и условий измерения для различных длин ВС представлена на рисунке 2.



рециркуляции χ от величины порога срабатывания U_п блока регенерации (а) и времени наблюдения t (б) при различных параметрах ОЭРС



 $1 - U_{\Pi} = 0,4U_a; \ 2 - U_{\Pi} = 0,6U_a; \ 3 - U_{\Pi} = 0,8U_a$

Рис. 2. Зависимость максимальной за время наблюдения относительной долговременной нестабильности частоты рециркуляции при различных длинах ВС и порогах срабатывания порогового устройства

Таким образом, исследования долговременной нестабильности частоты рециркуляции показали, что для каждого конструктивного варианта построения рециркуляционной системы существуют такие режимы работы элементов контура, при которых достигается наибольшая стабильность функционирования системы. Так, для ОЭРС на основе многомодового градиентного волоконного световода длиной 500 м, InGaAsP-ИЛ при токе накачки $I=1,3I_n$, обеспечивающим мощность излучения более 2 мВт, лавинного фотодиода при коэффициенте лавинного умножения $M\approx10$ экспериментально получена относительная нестабильность частоты рециркуляции около $2 \cdot 10^{-6}$ при времени наблюдения 1 ч и времени измерения частотомера 1 с. Для порогов срабатывания устройства регенерации в интервале 30%–80% от амплитуды импульсов на его входе стабильность частоты рециркуляции изменялась незначительно. С уменьшением длины волоконного световода стабильность частоты рециркуляции нелинейно уменьшалась, что связано с увеличением числа актов преобразования информационных сигналов

"ток-свет-ток" в единицу времени, усилением влияния на процесс рециркуляции флуктуаций параметров ИЛ, ЛФД и питающих элементов, и как следствие, различной скоростью накопления ошибок. Следует отметить, что при проведении экспериментов активной термостабилизации приемо-передающего блока не проводилось. К пассивным методам термостабилизации относились установка ИЛ на медный теплоотвод и помещение приемо-передающего блока в защитный кожух, чтобы исключить влияние окружающих воздушных потоков.

Список литературы

1. А. В. Поляков, Рециркуляционные оптоволоконные измерительные системы, Минск: БГУ, 208 с. (2014).

2. А. В. Поляков, Измерительная техника, №4, 40–43, (2002).

3. А. В. Поляков, Датчики и системы, №1, 29–32, (2008).

4. A. V. Polyakov, M. A. Ksenofontov, *Optical Memory and Neural Networks*, **18**, №4, 271–277, (2009).

5. А. В. Поляков, Датчики и системы, №11, 25–29, (2010).

6. А. В. Поляков, Оптический журнал, 71, №9, 84–87, (2004).

БИНАРИЗАЦИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ ФУРЬЕ ДЛЯ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Курбатова Е.А., Злоказов Е.Ю., Родин В.Г., Черёмхин П.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Рассмотрены различные методы бинаризации на примере некогерентных цифровых голограмм. Проведено сравнение методов, представлены результаты восстановления изображений объектов с голограмм после применения методов.

Бинаризация цифровых и компьютерно-синтезированных голограмм применяется для задач кодирования и распознавания информации [1-2], оптического восстановления с использованием амплитудных бинарных (микрозеркальных) модуляторов света [3-4], сжатия, хранения и передачи информации [5], в литографии [6], для систем голографической памяти [7] и др. В рамках решения подобных задач обычно рассматривают когерентные голограммы. Однако использование некогерентных голограмм [8] имеет широкие возможности, связанные с отсутствием в них спекл-шума и необходимости квазимонохроматичности излучения, а также во многих случаях при их записи упрощается экспериментальная оптическая схема и др.

Рассмотрены и реализованы различные методы бинаризации [9] изображений для их применения в случае некогерентных голограмм:

- глобального порога:
 - ▶ метод Отсу,
 - ▶ бинаризация по медианному значению порога,
 - ▶ бинаризация по среднему значению порога и др.;
- локального порога:
 - ▶ метод Ниблэка,
 - ▶ метод Саувола,
 - ▶ адаптивный метод и др.

Каждый метод имеет свои особенности, в том числе связанные с условиями регистрации объектов на цифровых голограммах:

- при низком или высоком освещении,
- определенных степенях однородности изображений,
- наличия большого количества мелких деталей и др.

В качестве объектов бинаризации использовались оптически зарегистрированные некогерентные безлинзовые цифровые голограммы Фурье. На рис. 1 приведены фрагменты исходной голограммы, а также бинаризованной методами глобального порога Отсу [10] и методом адаптивного локального порога Ниблэка [11]. Размеры представленных фрагментов на рис. 1 - 128×128 пикселей.





Рис. 1. Фрагмент экспериментально зарегистрированной некогерентной цифровой голограммы:

в исходном полутоновом виде (а), после бинаризации методами Отсу (б) и Ниблэка (в)

Видно, что благодаря локальному поиску отсечки (метод Ниблэка) сохранились мелкие неоднородности интерференционной картины.

Полученные результаты численного восстановления изображений объектов с голограмм приведены на рис. 2. Видно, что метод Ниблэка практически не снизил качество объекта, в то время как применение метода Отсу привело к размазыванию границ, а также к образованию зашумленности в пределах изображения объекта.

Полученные результаты могут быть использованы для систем хранения и передачи информации, а также как способ борьбы с искажениями, вызванными нелинейностью фотоматериала и экрана пространственно-временного модулятора света в системах голографической памяти [13].







(a)

(б)

(B)

Рис. 2. Восстановленные изображения объекта с исходной (а), бинаризованной методами Отсу (б) и Ниблэка (в) некогерентной цифровой голограммы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 17-07-00254.

Список литературы

1. W. M. Tsang, T.-C. Poon, J.-P. Liu, W. C. Situ, Appl. Opt., 53, G95-G104, (2014).

2. V. G. Rodin, Opt. Spectrosc., 118 (3), 466-471, (2015).

3. T. M. Kreis, P. Aswendt, R. Hoefling, Opt. Eng., 40 (6), 926–933, (2001).

4. D. Yu. Molodtsov, P. A. Cheremkhin, V. V. Krasnov, V. G. Rodin, *Proc. SPIE*, **9889**, 988926, (2016).

5. P. A. Cheremkhin, E.A. Kurbatova, Appl. Opt., 57 (1), A55-A64, (2018).

6. T. Nesse, J.-P. Banon, B. Holst, I. Simonsen, Phys. Rev. Applied, 8, 024011, (2017).

7. W. Osten, N. Reingand, *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, Weinheim (Germany), Wiley-VCH, 482 p., (2012).

8. L. Hesselink, S. S. Orlov, M. C. Bashaw, Proc. IEEE, 92 (8), 1231-1280, (2004).

9. M. Sezgin, B. Sankur, J. Electron. Imaging, 13 (1), 146–165, (2004).

10. N. Otsu, IEEE Trans. Sys., Man., Cyber., 9 (1), 62–66, (1979).

11. W. Niblack, An Introduction to Image Processing, NJ: Englewood Cliffs, Prentice-Hall, pp. 115–116, (1986).

12. Е. А. Курбатова, Е. Ю. Злоказов, П. А. Черёмхин, Сборник трудов Х Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2017», Санкт-Петербург, 501, (2017).

13. S. Odinokov, E. Zlokazov, S. Donchenko, N. Verenikina, Jpn. J. Appl. Phys., **56** (**9**), 09NA02, (2017).

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГНИТИВНЫХ НАРУШЕНИЙ МЕТОДОМ ГОЛОГРАФИИ ФУРЬЕ Павлов А.В., Розанов А.М.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Показано, что высокочастотная фильтрация при записи голограммы Фурье в схеме резонансной архитектуры, описываемой моделью логики с исключением, ведет к динамике отклика схемы, феноменологически аналогичного манифестации истерии и, при дальнейшем усилении высокочастотности фильтрации, шизофрении. Приведены результаты численного моделирования.

Наличие ряда глубоких аналогий между принципами работы мозга и голограммы послужило основанием для формирования голографической парадигмы в когнитивной науке, исследующей познавательную и мыслительную деятельность. Нарушения в этой сфере манифестируют особенностями когнитивного стиля. Интерес представляют в первую очередь функциональные причины отклонений от нормы в частности, субъективные особенности систем сенсорного восприятия и обработки информации (перцепция) и формирования внутренней картины мира (ВКМ) (апперцепция).

Важнейший этап когнитивной деятельности – корректировка внутренней картины мира (ВКМ) включением в неё новой информации. Наибольшие сложности здесь возникают, когда новая информация противоречит ВКМ. Конфликт старого знания и новой информации проявляется когнитивным диссонансом (КД) [1, 2]. Невозможность длительного существования в состоянии диссонанса обусловила появление защитного механизма – его редуцирования [3], в ходе которого проявляется когнитивный стиль.

Одно из классических нарушений в психической сфере, диагностируемое еще с античных времен – истерия [4]. Этот психологический статус представляет интерес для когнитивной науки, поскольку «спусковым крючком» истерики обычно служит поступление новой информации, противоречащей ВКМ. Феномен истерики обычно характеризуется резким всплеском уровня эмоций, их знакопеременностью, самостоятельным затуханием истерики ... до следующей истерики [1].

В [5] описано повышенное внимание к деталям на уровне уже сложившихся правил и убеждений, участвующих в восприятии новой информации, т.е. на этапе апперцепции, которые на фоне сенсорной информации, обеднённой деталями, приводят к истерическим симптомам. Показано, что пространственная частота фильтрации образа формируется в ходе взаимодействия восходящих и нисходящих потоков информации, сформированных механизмами, соответствующими перцепции и апперцепции. У психически здоровых людей пространственная частота фильтрации входящего образа находится на некотором оптимальном уровне детализации.

Таким образом, результаты нейрофизиологических исследований указывают на связь истерии с высокочастотной фильтрацией на этапе апперцепции. Этот этап может быть соотнесен с записью и перезаписью голограммы как носителя ВКМ. Восприятие новой информации, противоречащей ВКМ, может быть формализовано моделью логики с исключением, в работе [6] показана реализация такой логики и возникновение на ней КД, с его последующим редуцированием, методом голографии Фурье.

В настоящем докладе показано, что при редуцировании КД, описываемом моделью логики с исключением на схеме голографии Фурье [6], в случае высокочастотной фильтрации ВКМ наблюдается динамика логического отклика, феноменологически аналогичная манифестации истерии, обусловленная высокочастотной фильтрацией при формировании ВКМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-01-00676-а.

Список литературы

1. Фестингер Л. *Теория когнитивного диссонанса* / Пер. с англ. А. Анистратенко, И. Знаешева. — СПб.: Ювента, 1999. 318 с., илл.

2. Психологическая энциклопедия / Под ред. Р. Корсини, А. Ауэрбаха. 2-е изд. СПб: Питер, 2006. 1096 с.

3. Хекхаузен Х. Мотивация и деятельность. СПб: Питер; 2003. – 860 с.

4. Д. Шапиро *Невротические стили* М.: Ин-т Общегуманитарных Исследований, Сер. Современная психология: теория и практика, 2000 г.

5. M.J. Edwards, R.A. Adams, H. Brown, I. Paree's, K.J. Friston *Brain*, May 28, 2012: P. 1 -18. doi:10.1093/brain/aws129

6. Павлов А.В. *Научно-технич. вестник инф. техн., мех. и оптики*, **89**, 1, 17–25 (2014).

ПРИМЕНЕНИЕ RGBW СВЕТОДИОДА В БЕСПРОВОДНОЙ СИСТЕМЕ СВЯЗИ ПО ВИДИМОМУ СВЕТУ Ширяев Д.С., Щеглов С.А., Козырева О.А., Полухин И.С., Одноблюдов М.А., Бугров В.Е. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены схемы передающей и приемной частей беспроводной системы связи по видимому свету, а также предложено применение RGBW светодиода для управления цветом освещения.

В настоящее время появляются новые технологии организации высокоскоростных беспроводных сетей. Одной из таких технологий является Li-Fi (Light Fidelity), предполагающая использование светодиодного освещения для беспроводной передачи данных [1]. Чаще всего в качестве источников излучения используются люминофорные светодиоды [2]. Однако, посредством люминофорных светодиодов можно реализовать только один канал передачи данных, так как модулируется весь его спектр излучения. Альтернативными источниками излучения белого света являются RGB (Red, Green, Blue) светодиоды. Они позволяют вести передачу данных либо по нескольким каналам (цветам), либо по одному каналу, но с большей эффективностью, чем для люминофорного светодиода [3, 4]. Еще одним преимуществом RGB светодиодов является возможность управления цветом освещения. Схема передачи данных по одному каналу посредством RGB светодиода представлена на Рис. 1.



Рис. 1. Схема передачи данных по одному каналу посредством RGB светодиода

Для использования в передающей части сети Li-Fi был выбран RGBW (Red, Green, Blue, White) светодиод XLamp MC-E Color, фирмы Cree.

Для подачи на светодиод высокочастотного информационного сигнала необходимо согласовать импеданс светодиода и сопротивление высокочастотного тракта. На основе экспериментальных измерений рабочих токов, потоков излучения, фототока на приемнике, сопротивления при обратном смещении и емкости каждого чипа, был выбран красный канал передачи данных. Спроектирована схема передающей части беспроводной системы связи с согласующей Г-образной схемой для красного чипа RGBW светодиода. Схема представлена на Рис. 2. Номиналы элементов приведены в Табл. 1. На схеме представлены трансформатор Т1; конденсаторы C1, C2; катушка индуктивности L1; резисторы R1, R2; RGBW светодиод D1; выпрямительный диод D2.

Гаолица 1. поминалы элементов схемы передающей части								
Элемент	T1	C1	L1	R1	R2	C2		
Номинал	k=2	С=220 пФ	L=270 нГн	R=5.6 Ом	R=18 Ом	С=4.7 нФ		

Ted where 1 How we are a control of the terror of the second of the seco

В качестве приемника излучения был выбран кремниевый фотодиод FDS-100, фирмы ThorLabs. По результатам измерений емкости и темнового тока фотодиода была спроектирована схема приемной части беспроводной системы связи по видимому свету, представленная на Рис. 3. Номиналы элементов приведены в Табл. 2. На схеме представлены резисторы R1, R2; выпрямительный диод D1; конденсатор C1; фотодиод PH1.

Таблица 2. Номиналы элементов схемы приемной части

uomingu 2. Howinnandi Shewenrod exembi nphewinon								
Элемент	C1	R1	R2					
Номинал	С=100 нФ	R=1 кОм	R=50 Ом					



Рис. 2. Схема передающей части беспроводной системы связи по видимому свету



Рис. 3. Схема приемной части беспроводной системы связи по видимому свету

Предложенные схемы передающей и приемной частей позволяют реализовать канал с односторонней передачей по видимому свету посредством RGBW светодиода. Передача ведется модуляцией излучения красного чипа светодиода, в то время как на зеленый, синий и белый чипы подается напряжение питания. Использование RGBW светодиода также позволяет изменять цвет освещения. Для этого необходимо отключить питание белого чипа светодиода, затем изменять токи, протекающие через каждый чип, в зависимости от координат цветности заданного освещения.

По измеренным различным токовым режимам каждого чипа светодиода были определены световые потоки для задания белого света. Исходя из полученных зависимостей был определен базис световых потоков в системе цветовых координат RGB. На основе полученного базиса, можно расчитать значения токов управления каждого чипа светодиода для получения заданного цвета освещения.

В цветовом пространстве, изображенном на Рис. 4 пунктирными линиями, показана область координат цветности, которые можно задать RGBW светодиодом. В вершинах треугольника находятся координаты цветности излучения красного, зеленого и синего чипов $x_r = 0.71$, $y_r = 0.29$; $x_g = 0.18$, $y_g = 0.72$; $x_b = 0.16$, $y_b = 0.03$, измеренные экспериментально.



Рис. 4. Цветовое пространство с областью доступных координат цветности

В результате проделанной работы были разработаны схемы передающей и приемной частей канала связи по технологии Li-Fi. Схемы включали в себя как согласование импеданса чипа светодиода и сопротивления ВЧ-тракта, так и подачу напряжения питания к каждому чипу светодиода. Разработанная схема позволяет плавно менять напряжение смещения каждого чипа RGBW светодиода, таким образом изменяя их световые потоки, тем самым задавая цвет освещения.

Список литературы

1. H. Haas, L. Yin, Y. Wang, C. Chen, *Journal of Lightwave Technology*, **34**, №6, 1533-1544, (2016).

2. H.L. Minh, D. O'Brien, G. Faulkner, Optical Communication, 34, 1-2, (2008).

3. G. Cossu, A.M. Khalid, P. Choudhury, R. Corsini, E. Ciarmella, *Optic Express*, **20**, №26, 501-506, (2012).

4. Y. Wang, X. Huang, L. Tao, J. Shi, N. Chi, *Optic Express*, 23, №26, 13626-13633, (2015).

ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЗАПИСАННЫХ В ПОЛИМЕРЕ BAYFOL

Окунь Р.А., Иванов С.А., Козлова Д.А., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено исследование голографических свойств полимера BAYFOL. Значения модуляции показателя преломления и дифракционной эффективности решеток соотнесены с выбранными экспозициями засветки пленки на этапе полимеризации и на этапе фотоотверждения среды. Полученные зависимости позволяют создавать дифракционные элементы на основе такого полимера с заданными характеристиками.

На сегодняшний день объемная голография является развивающимся направлением и находит применение при решении многих технических задач. На основе объемных брэгговских решеток создают дифракционные оптические элементы для работы с лазерными пучками (спектральные мультиплексоры и демультиплексоры лазерного излучения, пространственные селекторы, сверхузкополосные фильтры и т.д.). Особенностями объемных голографисческих брэгговских решеток является возможность управления такими характеристиками дифракционного элемента как дифракционная эффективность, а также спектральная и угловая селективность. Благодаря этому существует возможность создания элементов с требуемыми характеристиками, предназначенных для решения частных задач [1].

Разработанный недавно новый тип полимера – BAYFOL, благодаря высокому придельному значению модуляции показателя преломления позволяет даже при небольшой голографической добиваться высокого значения дифракционной толщине решетки эффективности. При этом голограммы, записанные в такой среде, так же за счет малой толщины, имеют низкую угловую и спектральную селективность, что может использоваться при создании устройств дополненной реальности или записи широкополосных дифракционных фильтров [2]. Помимо вышеописанного, запись голограмм на данном полимере достаточно проста и включает в себя два этапа: экспонирование интерференционной картиной, и фотоотверждение материала. На первом этапе запускается процесс полимеризации регистрирующей среды, а на втором происходит остановка полимеризации и просветление полученной голограммы.

Задача настоящей работы – исследование голографических свойств полимера BAYFOL, от условий записи голограммы. Исследование свойств материала включало в себя изучение зависимости дифракционной эффективности записанной решетки, а также модуляции показателя преломления, от выбора дозы на этапе экспозиции пленки и дозы на этапе фотоотверждения полимера. Для этого экспозиции варьировались: при освещении лазерным излучением в диапазоне 1-10 мДж/ см², и при освещении широкополосным источником излучения в диапазоне 100-200 Дж/ см².

Для записи голографических решеток использовался Nd:YAG лазер с длинной волны 532 нм. Лазерный пучок увеличивался в диаметре и коллимировался, далее половина попадала непосредственно на образец, а вторая часть попадала на образец под заданным углом после отражения от поверхности зеркала, таким образом формируя интерференционную картину (рис.). Схема собранна на виброизоливанной голографической плите.

Вторым этапом записи голограммы, после экспонирования полимера, является фотоотверждение и просветление записанной пленки. Для этого образцы засвечивались широкополосным источником белого света (светодиодная лампа), интенсивность излучения на пленке составляла ~150 мВт/см².



Рисунок. Оптическая схема записи голограмм

Для аттестации записанных голограмм использовались два лазера: Nd:YAG с длинной волны 532 нм и He-Ne с длинной волны 632.8 нм. Поворот образца осуществлялся при помощи высокоточного поворотного столика с шагом 5 миллиградусов и разрешением 1 миллиградус. Исследование включало в себя: измерение угла Брэгга голограммы, измерение дифракционной эффективности голограммы и расчет модуляции показателя преломления периодической структуры. Расчет амплитуды показателя преломления проводился согласно теории связных волн Когельника [2] путем сопоставления формы угловых контуров пропускания и дифракции брэгговской решетки.

В результате исследования получены зависимости голографических характеристик полимера BAYFOL от условий записи голографических решеток. Полученные зависимости описывают влияние условий записи, а именно выбор дозы на этапе экспонирования полимерной пленки интерференционной картиной, и выбор дозы на этапе фотоотверждения голографического материала, на распределение показателя преломления в записанной голографической решетке, а также связанной с ним дифракционной эффективности оптического элемента.

Список литературы

1. J. Marín-Sáez, J. Atencia, D. Chemisana, M. Collados, *Opt. Express*, **24**, №6, 720-730, (2016). 2. H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech.*, **48**, №9, 2909–2947, (1969).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И СИСТЕМЫ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS-Ag₂S Бездетко Ю.С., Клюев В.Г.*

ВУНЦ ВВС «ВВА им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» Воронеж, Россия *Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Установлено, что на ранних стадиях роста квантовых точек CdS дефекты, ответственные за самоактивированную люминесценцию формируются в процессе роста в следующей последовательности: вакансии кадмия V_{Cd} , донорно-акцепторные пары $[V_{Cd} - V_S]$, межузельные атомы кадмия Cd_i.

В настоящее время интерес представляет исследование оптических свойств квантовых точек (KT) CdS, не только синтезированных в широком диапазоне размеров, но и KT с внедренными примесями, в частности металлов. КТ сульфида кадмия, синтезированные с помощью золь-гель технологии, отличаются высокой стабильностью параметров во времени, а так же обладают люминесценцией в видимой области спектра с достаточно высоким квантовым выходом люминесценции при комнатной температуре. Интерес представляет исследование зависимости люминесценции KT CdS, синтезированных в широком диапазоне концентраций исходных реагентов. Интенсивность люминесценции может быть увеличена как за счет уменьшения размеров КТ, так и за счет внедрения примеси.

В данной работе приведены люминесцентные свойства КТ CdS разного размера и КТ CdS, синтезированных в присутствии атомов серебра в различном отношении мольных концентраций серебра и кадмия $C_{Ag} = v_{Ag}/v_{Cd}$.

Синтез производился по золь-гель технологии. В реактор, содержащий расплавленную желатину, подавались водные растворы растворимых солей CdBr₂, Na₂S. Образовавшаяся эмульсия поливалась на стеклянные подложки и высушивалась. Получены образцы с концентрацией синтезированного CdS в диапазоне от $C_{CdS} = 0.000198$ моль % до 0.5 моль % относительно 300 мл воды, содержащейся в реакторе. Аналогичным образом получены образцы с примесью серебра из водных растворов растворимых солей CdBr₂, Na₂S и AgNO₃ в концентрациях $C_{CdS} = 0.0625$ моль %. Получены образцы со следующими значениями C_{Ag} : без Ag; 10^{-2} ; $2,2\cdot10^{-1}$; $4,6\cdot10^{-1}$; 1.

Из анализа ПЭМ изображений и рентгеновских дифрактограмм следует, что средний размер KT CdS изменяется от 1.5 до 2.5 нм, а для системы KT CdS-Ag₂S средний размер изменяется от 2 до 4 нм. По данным рентгеновских дифрактограмм установлена кристаллическая структура синтезированных образцов. Для KT CdS она соответствует кубической решетке CdS, а для системы KT CdS-Ag₂S – моноклинной кристаллической решетке для Ag₂S и кубической решетке для CdS.

На рисунке 1 показано возникновение и смещение максимумов полос люминесценции в процессе роста КТ CdS. На ранних этапах формирования кристалла первыми появляются дефекты – вакансии кадмия V_{Cd} , ответственные за полосу люминесценции с $hv_{max}=1,7$ эВ (кривая 1). Затем появляются центры рекомбинации, представляющие собой донорно-акцепторную пару $[V_{Cd} - V_S]$. Им соответствует полоса люминесценции с $hv_{max}=2,38$ эВ (кривая 2). Последним появляется межузельный кадмий Cd_i, для которого полоса люминесценции имеет максимум $hv_{max}=2,7$ эВ (кривая 3).

Из рисунка 2 видно, что система КТ CdS-Ag₂S имеет две полосы люминесценции: в видимой (кривая 1) и в ближней ИК (кривая 2) областях спектра.

Перечисленные экспериментальные факты позволяют описать процесс образования КТ в желатиновой эмульсии следующим образом. При появлении в реакторе одновременно ионов кадмия, серы и серебра протекают несколько процессов. Во-первых, ионы серебра могут попадать в объем растущих КТ CdS и в виде примеси образовывать точечные дефекты, которые увеличивают квантовый выход люминесценции. Во-вторых, они могут вступить в конкуренцию с ионами кадмия в борьбе за соединение с ионами серы. В результате этой конкуренции в эмульсии образуется два вида квантовых точек CdS и Ag₂S. Твердый раствор они образовать не могут, так как их кристаллические решетки принципиально разные (гексагональная у CdS и

моноклинная у Ag₂S). При этом возникает люминесценция в ближней ИК области спектра, за которую ответственны КТ Ag₂S.



Рис. 1. Возникновение и смещение максимумов полос люминесценции в процессе роста КТ CdS



Рис. 2. Зависимость интенсивности в максимуме спектра люминесценции от lg C_{Ag} в видимой области спектра (кривая 1) и в ИК области спектра (кривая 2)

Таким образом, варьируя концентрацию примеси серебра при синтезе КТ CdS, можно получать образцы, имеющие две полосы люминесценции: в видимой области – полосу люминесценции КТ CdS, а в ближней ИК области – полосу люминесценции КТ Ag₂S.

О ВЛИЯНИИ ФАЗОВОЙ ОДНОРОДНОСТИ И УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ВИСМУТАТОВ СТРОНЦИЯ

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

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия *Институт тектоники и геофизики им. Ю.А. Косыгина ДВО РАН, Хабаровск, Россия

В работе исследуется вопрос получения образцов висмутата стронция, катионная подрешетка которых более чем на половину заполнена атомами стронция. Показано, что использование в качестве со катализатора 35-40% карбоната стронция может существенно увеличить фотокаталитическую активность висмутата стронция.

Висмутаты щелочноземельных металлов в последнее время довольно активно исследуются в качестве фотокатализаторов видимого света [1-16]. Однако из всех известных висмутатов щелочноземельных металлов в качестве фотокатализаторов исследованы лишь некоторые висмутаты кальция [4, 7-14] и висмутаты стронция [1-3, 5, 6, 15-16]. При этом фотокаталитические свойства висмутатов стронция в значительной степени должны определяться соотношением между стронцием и висмутом в их катионной подрешетке [17].

Указанные выше работы, посвященные висмутатам стронция, сконцентрированы на исследовании фотокаталитических свойств исключительно таких составов, в катионных подрешетках которых атомы висмута превалируют над атомами стронция (составы с общей формулой $Sr_xBi_yO_z$, x<y). На рис. 1 показано, что все известные фотокатализатры на основе висмутата стронция располагаются в левой части фазовой диаграммы (доля атомов стронция в катионной подрешетке не превышает 50 мол.%). Представленная работа ставит перед собой основной целью произвести синтез и исследовать фотокаталитические свойства висмутатов стронция в правой части фазовой диаграммы. То есть таких висмутатов стронция, в которых доля атомов стронция в катионной подрешетке превышает 50 мол.% [18].



Рис. 1. Фазовая диаграмма висмутата стронция [19]

Синтез указанных на рис. 1 образцов был осуществлен методом твердофазного синтеза в течение 4-72 часов.

Вне зависимости от времени синтеза в образце Sr5.45Bi2.0 образцются две фазы – Sr₆Bi₂O₁₁ и Sr₁₀Bi₆O₂₄. В ходе синтеза образца Sr5.45Bi1.0 также происходило формирование двух основных фаз – это висмутат стронция Sr₆Bi₂O₁₁ и карбонат стронция SrCO₃. При этом соотношение между формирующимися фазами определялось временем синтеза (рис. 2).

Фотокаталитическая активность всех синтезированных образцов исследовалась по скорости разложения метиленового синего (МС). Для образцов висмутата стронция состава Sr5.45Bi2.0 характерна очень низкая фотокаталитическая активность (рис. 3). Для образца Sr5.45Bi2.0-4h характерно полное отсутствие фотокаталитической активности: скорость разложения МС в присутствие этого образца практически равна скорости безкаталитического

разложения МС. Для остальных образцов висмутата стронция состава Sr5.45Bi2.0 время отжига не оказывает существенного влияния на фотокаталитическую активность.



Рис. 2. Соотношение между висмутатом и карбонатом стронция в образцах Sr5.45Bi1.0

Зависимость фотокаталитической активности от времени отжига для образцов висмутата стронция состава Sr5.45Bi1.0 носит более сложный характер (рис. 4). Во-первых, видно, что все образцы подобного состава обладают высокой фотокаталитической активностью. Во-вторых, фотокаталитическая активность резко возрастает при увеличении времени отжига до 8-12 часов. Дальнейшее увеличение времени отжига до 24 часов сопровождается уменьшением фотокаталитической активности примерно в 2 раза. Еще большее увеличение времени отжига (до 48-72 часов) повышает фотокаталитическую активность образцов висмутата стронция состава Sr5.45Bi1.0.

Зная соотношение между карбонатом стронция и висмутатом стронция в образце Sr5.45Bi1.0 (рис. 2), график, представленный на рис. 3 можно представить как зависимость фотокаталитической активности от доли карбоната в образце (рис. 4).



Рис. 3. Зависимость постоянной скорости разложения от времени отжига для образцов висмутата стронция различного состава



Рис. 4. Зависимости постоянной скорости разложения от доли карбоната стронция в образцах

Для сравнения на том же рисунке приведены данные по фотокаталитической активности для механической смеси висмутата и карбоната стронция. Видно, что образцы, представляющие гетероструктуры из висмутата и карбоната стронция, ведут себя более сложным образом. В целом присутствует явная тенденция к снижению фотокаталитической активности при увеличении доли карбоната стронция в составе образца. Но при содержании SrCO₃ 35-40% наблюдается резкое увеличение фотокаталитической активности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-73-00007).

Список литературы

1. T. Arai, Y. Konishi, Y. Iwasaki, H. Sugihara, K. Sayama, J. of Combinatorial Chem., 9, №4, 574-581, (2007).

2. H. Chun, H. Xuexiang, G. Jian, Q. Jiuhui, *Environ. Sci. Technol.*, 40, №15, 5508-5513, (2006).

3. H. Xuexiang, H. Chun, Q. Jiuhui, Applied Catalysis B: Environmental, 69, №1-2, 17-23, (2006).

4. W. Luo, J. Tang, Z. Zou, J. Ye, J. of Alloys and Compounds, 455, 346-352, (2008).

5. Y. Obukuro, S. Matsushima, K. Obata, et.al., J. of Alloys and Compounds, 658, 139-146, (2016).

6. Z. Shan, Y. Xia, Y. Yang, et.al. *Materials Letters*, 63, 75-77, (2009).

7. D.S. Shtarev, K.S. Makarevich, A.V. Shtareva, A.I. Blokh, A.V. Syuy, *Proc. SPIE*, **10176**, 101761L, (2016).

8. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, *Journal of Physics: Conference Series*, **735**, 012068, (2016).
9. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva et.al., *Optical and Quantum Electronics*, **48**, №7, 365, (2016).

10. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva, A.I. Blokh, A.V. Syuy, Proc. SPIE, 10176, 101761K, (2016).

11. D.S. Shtarev, A.V. Shtareva et.al., *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, **127**, 1414-1420, (2016).

12. J. Tang, Z. Zou, J. Ye, Angew. Chem. Int. Ed., 43, 4463 – 4466, (2004).

13. Y. Wang, Y. He, T. Li, et. al., Catal. Commun., 18., 161–164, (2012).

14. Y. Wang, Y. He, T. Li et. al., *Chem. Engineering J.*, **189–190**, 473–481, (2012).

15. Y. Yingchun, W. Xinzhi, Q. Jing, Appl. Mech. and Mater., 522-524, 411-415, (2014).

16. W. Zhou, X. Yu, *Desalination and Water Treatment*, **30**, №1-3, 295-299, (2011).

17. D.S. Shtarev, A.I. Blokh, E.O. Nashchochin, A.V. Shtareva, *Optical and Quantum Electronics*, **50**:228, (2018).

18. Д.С. Штарев, Н.Ф. Карпович, А.В. Штарева, А.И. Блох, Е.О. Нащочин, *Вестник ДВО РАН*, **198**, №2, 237-247, (2018).

19. R.S. Roth, C.J. Rawn, B.P. Burton, F. Beech, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., **95**, №3, 291-335, (1990).

ОПТИКА СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМ: ЭКСИТОН В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ И ПЛАЗМОН В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ

Торопов Н.А., Гладских И.А., Гладских П.В., Кондиков А.А., Косарев А.Н.*, Преображенский В.В.**, Путято М.А.**, Семягин Б.Р.**, Чалдышев В.В.*, Вартанян Т.А.

> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия *СПбПУ и ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия **Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Исследованы оптические свойства квантовых точек InGaAs в присутствии наночастиц серебра. Полупроводниковая гетероструктура получена путем молекулярно-лучевой эпитаксии, наночастицы сформированы с помощью вакуумного осаждения. Наблюдались эффекты связи экситонов и плазмонов в условиях их пространственной и спектральной близости.

Полупроводниковые гетероструктуры являются ключевыми элементами современных оптоэлектронных устройств. Особый интерес вызывают гетероструктуры с когерентносопряженными массивами самоорганизованных квантовых точек, получаемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Данный метод позволяет получать бездефектные структуры, обладающие резкими гетерограницами, с большой вариацией экситонного спектра за счет эффекта размерного квантования.

В последнее десятилетие обозначился интерес к исследованию многокомпонентных квантовых систем, в которых скорость взаимодействия превосходит скорость диссипации энергии. Для исследования такого режима, называемого сильной связью, эпитаксиальные точки представляются благодатным объектом за счет возможности изменения частоты их экситонного перехода. В данной работе рассматривается взаимодействие экситонных переходов в квантовых точках с локализованными в наночастицах плазмонными возбуждениями.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены два типа образцов. Образцы первого типа содержали квантовые точки арсенида индия-галлия с барьерами из арсенида алюминия-галлия. Во втором типе образцов квантовые точки из арсенида индия были окружены слоями арсенида галлия. Все структуры были сформированы на подложках из арсенида галлия и поверх сформированных структур также наносился тонкий слой арсенида галлия.

Спектры оптической плотности обоих типов образцов демонстрировали широкие (FWHM ≈ 100 нм) полосы экситонного поглощения квантовых точек, обусловленные их широким распределением по размерам. Максимум поглощения у образцов первого типа был на 990 нм, у второго – 930 нм. Были исследованы спектры люминесценции квантовых точек при возбуждении второй гармоникой Nd-YAG-лазера и полупроводниковым лазером (660 нм). Для образцов первого типа люминесценция наблюдалась при комнатной температуре (Рис. 1), максимум ее был на 1000 нм, при этом получено усиление интенсивности и коротковолновый сдвиг полосы люминесценции при охлаждении образцов до 77 К. При увеличении интенсивности возбуждения полоса люминесценции уширялась за счет увеличения люминесценции в коротковолновом крыле. Для образцов второго типа максимум люминесценции был на 1150 нм и наблюдался только при измерениях в жидком азоте.

Для исследования взаимодействия между экситонами в квантовых точках и плазмонами на поверхности образцов были сформированы наночастицы серебра. Серебряные наночастицы были получены путем осаждения паров в высоковакуумной камере. На образцы первого типа напылялась пленка толщиной 25 нм, подвергавшаяся термическому отжигу (220 °C) для образования ансамбля уплощенных серебряных наночастиц, плазмонный резонанс которых сдвинут в инфракрасную область спектра. Для образцов второго типа толщина пленки составляла 10 нм. Полученные ансамбли серебряных наночастиц исследовались на сканирующем электронном микроскопе. Контроль спектров поглощения отдельных ансамблей металлических наночастиц осуществлялся по измерениям оптической плотности наночастиц, сформированных на поверхности арсенида галлия и кварца в той же вакуумной камере.

Взаимное влияние двух резонансных систем привело к нетривиальному изменению спектров экстинкции: для образцов первого типа – в максимуме экситонного поглощения квантовых точек увеличение поглощения, обусловленное плазмонным резонансом в серебряных наночастицах, оказалось минимальным (Рис. 2). Для образцов второго типа, напротив, наблюдался рост поглощения квантовых точек в присутствии плазмонов почти в 3 раза, сопровождаемый длинноволновым сдвигом. Также, были исследованы спектры люминесценции образцов второго типа с наночастицами: получено 2-кратное усиление люминесценции.



Рис. 1. Спектры люминесценции образцов квантовых точек при комнатной температуре



Рис. 2. Спектры поглощения подложки арсенида галлия и арсенида галлия с квантовыми точками с наночастицами серебра и без них. Приведен также спектр наночастиц Ад на кварце

Таким образом, разработаны методики пространственного и спектрального совмещения эпитаксиальных квантовых точек и металлических наночастиц. Обнаружено взаимное влияние экситонов и локализованных плазмонов, проявляющиеся в том, что оптические спектры получаемых композитов не сводятся к сумме спектров отдельных компонентов.

РЕЗОНАНСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В МЕТАМАТЕРИАЛАХ AsSb-AlGaAs Ушанов В.И., Чалдышев В.В., Преображенский В.В.*, Путято М.А.*, Семягин Б.Р.*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия *ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия

Исследованы спектры резонансного отражения и поглощения света в металлополупроводниковых метаматериалах AsSb-AlGaAs. Показано, что неупорядоченная система нановключений AsSb вызывает значительную экстинкцию света в окне прозрачности AlGaAs. Периодическое расположение нановключений AsSb в AlGaAs обеспечивает резонансную брэгговскую дифракцию в спектрах оптического отражения.

большой интерес сосредоточен В последнее время вокруг метаматериалов, представляющих разреженные массивы наночастиц металла в полупроводниковой матрице GaAs или AlGaAs высокого кристаллического качества. Создание подобных композитных наноструктур представляет непростую задачу, поскольку хорошо разработанные технологии получения полупроводниковых слоев или объемных кристаллов необходимо совместить с формированием нановключений металлической фазы. Эту задачу можно решить путем создания в полупроводниковой среде пересыщения атомами металла, так, чтобы при снятии кинетических ограничений в матрице происходила самоорганизация металлических нановключений [1]. метастабильная среда может быть получена, благодаря Необходимая технологии низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (200°С) (МЛЭ) [2], в процессе которой в матрицу сильно нестехиометрического GaAs или AlGaAs захватывается избыточный As в концентрациях от 1% до 2% [3]. Полупроводниковая среда в процессе роста опционально может быть подвергнута легированию изовалентными примесями элементов V группы. Послеростовой высокотемпературный отжиг обеспечивает возникновение неупорядоченных массивов нановключений металла вследствие процессов объемной самоорганизации [4].

Исследуемые наноструктуры были выращены методом МЛЭ при низкой температуре (200°С) на подложке полуизолирующего GaAs с ориентацией (001). Образцы представляли твердый раствор Al_{0.3}Ga_{0.7}As(Sb) толщиной 1 мкм с содержанием Sb менее 1%. Низкая температура роста обеспечивала захват в растущий слой избыточного As в форме антиструктурных дефектов AsGa [2]. Выращенный образец был разделен на пять частей, четыре из которых были подвергнуты термическому отжигу при температурах 400-700°С, что приводило к самоорганизации неупорядоченных массивов нановключений AsSb в объеме эпитаксиального слоя AlGaAs. Кроме того, был выращен контрольный образец AlGaAs на подложке GaAs при стандартных условиях, обеспечивающих высокое кристаллическое совершенство структуры, низкую концентрацию точечных дефектов и отсутствие нановключений. Концентрация избыточного As по результатам исследования оптического поглощения в неотожженной части образца составила 4×10^{19} см⁻³. Для проведения исследований оптического пропускания в окне

прозрачности AlGaAs в данных образцах подложки GaAs были химически удалены. Основные размерные параметры нановключений AsSb для температур отжига 400-600°C были определены методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Размеры нановключений AsSb составили 4–7, 5–8 и 6–9 нм, соответственно [5, 6]. Окружающая включения полупроводниковая матрица AlGaAs являлась монокристаллической, эпитаксиальной с высоким кристаллическим совершенством, дефектов структуры (дислокаций, дефектов упаковки и т.п.) выявлено не было.

Для формирования упорядоченной системы слоёв нановключений AsSb в AlGaAs в процессе эпитаксиального роста плёнка была подвергнута δ-легированию примесью Sb. Толщина δ-слоев была 1 монослой. Система δ-слоев служила прекурсором для формирования двумерных массивов нановключений AsSb в процессе последующего высокотемпературного отжига. В
области полупроводниковой матрицы AlGaAs между δ-слоями происходило формирование неупорядоченной системы нановключений As. Средний размер нановключений также увеличивался с ростом температуры отжига. Толщину слоя AsSb можно оценить в два характерных размера нановключений AsSb.

Были выращены два образца, которые представляли эпитаксиальный слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, содержащий 12 и 24 б-слоя Sb с периодом расположения 100 нм. Образец 1 был разделен на 5 частей, 4 из которых были подвергнуты отжигу при температурах 400–700°C. Образец 2 был разделен на 2 части, которые были подвергнуты отжигу при температурах 600 и 700°C.

Экспериментальное исследование хаотической системы AsSb-AlGaAs для различных температур послеростового отжига осуществлялось методами спектроскопии отражения и пропускания света, на основании результатов которой по закону Бугера — Ламберта — Бера были сосчитаны спектральные зависимости коэффициента оптической экстинкции. Результаты представлены на рис.1.



Рис. 1. Оптическая экстинкция в хаотической системе AsSb-AlGaAs, для температур отжига 400-700°С



периодов AsSb-AlGaAs

Следует отметить наличие значительных хвостов поглощения света в окне прозрачности полупроводниковой среды AlGaAs (700 нм и более). Согласно результатам исследования данных наноструктур методами рентгеновской дифракции и ПЭМ [5, 6], послеростовой высокотемпературный отжиг ведет к формированию развитой системы металлических нановключений AsSb. Чем больше температура отжига, тем большего размера получаются нановключения. Окружающая полупроводниковая матрица сохраняет высокое кристаллическое качество. Кривые для температур отжига 400-700°С демонстрируют существенную экстинкцию света, несмотря на отсутствие антиструктурных дефектов, которая вызвана поглощением и рассеянием света плазмонными возбуждениями в системе металлических нановключений AsSb. Нижняя кривая, соответствующая референтному образцу, не содержащему металлических нановключений, показывает отсутствие экстинкции света вследствие отсутствия металлических нановключений. Осцилляции на кривых связаны с интерференцией света на интерфейсах наноструктур.

Доля объема, занимаемая нановключениями, была определена по измерениям концентрации антиструктурных дефектов AsGa в неотожжённом образце и составила f = 0.17% [5]. Экстремум плазмонного резонанса в исследуемых наноструктурах непосредственно не наблюдается, что, по-видимому, обусловлено положением пика плазмонного резонанса в области энергий, несколько больших энергии края фундаментального поглощения AlGaAs.

Исследование упорядоченной брэгговской системы AsSb-AlGaAs осуществлялось методом спектроскопии оптического отражения для нормального падения света, а также для углов падения света от 7.5° до 85° для s- и р-поляризаций. На рис.2 представлены результаты для периодических систем 12 и 24 слоёв метаматериала AsSb-AlGaAs.

Видно, что в спектрах обоих образцов наблюдается пик резонансного отражения, сопровождающийся сателлитными осцилляциями. Амплитуды пиков резонансного отражения

увеличивались с ростом температуры отжига, т.е. с возникновением и увеличением размеров нановключений AsSb, и достигали 19% и 31% для 12 и 24 периодов AsSb-AlGaAs, соответственно, тогда объемная доля нановключений AsSb была существенно меньше 1%. Резонансные длины волн соответствовали ожидаемым значениям в соответствии с законом Вульфа-Брэгга. Значительные амплитуды резонансного отражения обусловлены близостью плазмонного и брэгговского резонансов, вследствие чего обеспечивается существенный диэлектрический контраст в системе плазмонных слоев AsSb-AlGaAs в матрице AlGaAs. [7, 8].

Численное моделирование спектров коэффициента оптического отражения было выполнено с использованием метода матриц переноса, обобщённого на периодическую последовательность слоёв плазмонных нановключений AsSb с учётом пространственной геометрии исследованных наноструктур. Матрица переноса через метаматериал AsSb-AlGaAs была сконструирована с учётом резонансных параметров плазмонных возбуждений в слоях нановключений AsSb в AlGaAs, полученных из экспериментальных данных по оптической экстинкции [5, 6]. В качестве подгоночных параметров в расчёте выступали толщины слоёв метаматериала AsSb-AlGaAs и спейсеров AlGaAs, составлявшие эффективный период исследуемой наноструктуры. Результаты численного моделирования продемонстрировали хорошее качественное и количественное согласие.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов" и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-01168).

Список литературы

1. М.Г.Мильвидский, В.В.Чалдышев. ФТП, **32**, 513 (1998).

2. Н.А. Берт, и др. ФТТ, **35**, 2609 (1993).

3. L. G. Lavrent'eva, M. D. Vilisova, V. V. Preobrazhenski, and V.V. Chaldyshev, Crystallography Reports, **41**, 1, (2002).

4. V.V. Chaldyshev, Materials Science and Engineering, **B88**, 195, (2002)

5. В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев, Н.Д. Ильинская, Н.М. Лебедева, М.А. Яговкина, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ФТТ, **56**, 1891, (2014).

6. В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, В.Н. Неведомский, Н.Д. Ильинская, Н.М. Лебедева, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ФТП, **49** (12), 1635, (2015).

7. В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ФТП **47**, 1043, (2013).

8. В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ФТП, **50**, 1620, (2016).

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА СВИНЦА ПРИ ЗАМЕНЕ ЛИГАНДНОЙ ОБОЛОЧКИ Скурлов И. Д., Литвин А. П., Дубовик А. Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние замены оболочки квантовых точек PbS на спектральные и кинетические параметры их фотолюминесценции, а также на стабильность фотолюминесцентных свойств. Использовались следующие типы лиганд: олеиновая кислота, йодидная оболочка и полимерная водорастворимая оболочка.

Использование полупроводниковых квантовых точек (КТ), излучающих в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне (диапазон длин волн 0,65 - 2 мкм) обусловлено несколькими факторами: широким диапазоном поглощения, полностью покрывающим видимую область спектра и наличием эффекта размерного квантования, что обеспечивает возможность настройки их полос люминесценции. Также КТ обладают более высоким квантовым выходом, чем органические люминофоры (0.017 для эталонного красителя IR1061 [1]), используемые в данном диапазоне. Важным преимуществом также является высокая стабильность фотолюминесцентных (ФЛ) свойств, наблюдающаяся у полупроводниковых КТ.

Для возможности существования КТ в коллоидной форме необходима их солюбилизация. В результате синтеза КТ солюбилизированы молекулами с длинными алкильными цепочками (олеиновая кислота или олеиламин), длина которых сравнима с размером КТ. Данный фактор препятствует эффективному переносу энергии/заряда, что необходимо для создания эффективных фотовольтаических устройств. Лигандная оболочка также препятствует доступу к поверхности КТ молекурлярного кислорода, защищая от оксидизации, и предотвращая последующую деградацию поверхности и уменьшение эффективного диаметра КТ, т. к. данные факторы приводят к падению квантового выхода и синем сдвиге полосы ФЛ. Для успешного применения КТ в медицине необходимо использование не токсичного солюбилизатора, позволяющего растворение в полярных растворителях. Одним из вариантов решения такой проблемы является использование молекул амфифильных полимеров.

В данной работе представлено исследование влияния замены лигандной оболочки на оптические свойства КТ сульфида свинца, излучающих в ближнем ИК диапазоне. В качестве опорного образца использовались КТ PbS с лигандами олеиновой кислоты (спектр поглощения и люминесценции приведён на рисунке)



Рисунок. Спектр поглощения (сплошная линия) и люминесценции (пунктиная линия) КТ PbS с лигандами олеиновой кислоты в растворе тетрахлометана (CCl₄).

Была проведена процедура замены оболочки на следующие:

- 1) йодидная оболочка, полученная с помощью йодида свинца [2];
- 2) йодидная оболочка, полученная с помощью йодида метиламмония [3];
- 3) оболочка из амфифильного полимера (poly(maleic anhydride-alt-1-octadecene)) [4];

Представлены следующие параметры: квантовый выход, положение максимума ФЛ, положение максимума поглощения, Стоксов сдвиг, полная ширина на половине высоты спектра ФЛ, а также время затухания ФЛ. Представлены результаты долгосрочного исследования стабильности фотолюминесцентных свойств полученных образцов как в коллоидной форме (концентрацией 10⁻⁵ M), так и для КТ, перенесённых на пористую бумагу.

Список литературы

1. M. Casalboni, F. De Matteis, P. Prosposito, A. Quatela, and F. Sarcinelli, *Chem. Phys. Lett.*, **373**, №3–4, 372–378, (2003).

2. H. Lu, J. Joy, R. L. Gaspar, S. E. Bradforth, and R. L. Brutchey, *Chem. Mater.*, **28**, №6, 1897–1906, (2016).

3. X. Lan *et al.*, *Nano Lett.*, **16**, No7, 4630–4634, (2016).

4. T. Pellegrino et al., Nano Lett., 4, №4, 703–707, (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТИ Si И КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ НА ИХ СВОЙСТВА

Жарова Ю. А., Толмачев В. А., Павлов С.И., Гущина Е.В.

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

В работе выявлены зависимости формирования островкового слоя серебра на поверхности кремния для разных условий химического осаждения. Исследованы оптические свойства сформированного слоя и влияние его морфологии на формирование и свойства кремниевых нанонитей.

Монокристаллический кремний (c-Si) является одним из основных материалов, применяемых в производстве фотоэлектрических преобразователей, электронных и др. приборов. Использование его полупроводниковых и оптических свойств расширяется при формировании в виде наноструктур. В данной работе для получения массивов из c-Si использован метод метал-стимулированного химического травления (MCXT) [1-3], который включает 3 стадии, среди которых две основные: (1) формирование маски-катализатора из слоя наночастиц Ag, (2) химическое травление с образованием пустот под частицами Ag и (3) формирование из нетравленой части поверхности (c-Si) нитеподобных вертикальных наноструктур (см. рис.1).



Рис. 1. Схематичное изображение этапов металл-стимулированного химического травления кремния

Так как конечная структура – кремниевые нити и их топология при самоорганизующемся осаждении серебра зависит от морфологии слоя серебра было важно исследовать каким образом можно управлять/контролировать процесс осаждения. Особое внимание было уделено исследованию морфологии островкового слоя серебра, сформированного при его химическом осаждении в зависимости от различных исходных параметров, таких как; концентрация электролита, время осаждения и уровень легирования монокристаллических пластин кремния. На всех стадиях исследовались свойства структур с помощью сканирующей электронной (рис.2 а-с) и атомно-силовой микроскопии, а также методом многоугловой спектральной эллипсометрии (рис.2d).

Формирование нитеобразных структур из с-Si происходит в результате 3-ей (заключительной) стадии процесса МСХТ. Поскольку химическое травление Si происходит через маску-катализатор (слой наночастиц Ag), то было важно исследовать как этот слой и продолжительность травления влияют на морфологию образующихся нитеобразных структур и, соответственно, на их оптические свойства.

Зависимость высоты кремниевых нанонитей, полученных в процессе каталитического травления, от количества катализатора, который осаждался с разной продолжительностью, имеет нелинейный характер, что может быть связано с постепенным растворением кремния в структурах с большим количеством катализатора. К такому выводу приводит тот факт, что при увеличении времени осаждения на поверхности кремниевых пластин формируется многоэтажная структура катализатора в большом количестве и в ходе МСХТ образуются сильнопористые вершины нитеобразных структур. В некоторых случаях полностью растравливается верхний

слой кремния, что и приводит к нелинейной зависимости скорости травления от количества осажденного катализатора.



Рис. 2. (а-с) СЭМ снимки массива наночастиц Ag на с-Si, полученные химическим осаждением из растворов с разными концентрациями AgNO3+HF, для последующего процесса MCXT; (d) мнимая часть диэлектрической функции ε2, вычисленная из эллипсометрического эксперимента для 5 образцов (при разной концентрации раствора AgNO₃+HF, соотношения на графике), показывает оптические особенности в зависимости от морфологии слоя Ag

На основе полученных нами экспериментальных данных была получена зависимость скорости травления кремниевой структуры от времени. Выявлено, что максимальная скорость травления структуры возникает в начале реакции, что связано с хорошим доступом электролита к структуре и высокой концентрации травителя в растворе. С течением времени скорость падает, что связано с затруднением доступа электролита к углубляемым частицам серебра и старением раствора травления. Также уменьшение скорости роста кремниевых нанонитей (КНН) может объясняться растворением верхних пористых частей кремниевых наноструктур. Таким образом, скорость травления в данном процессе будет периодически изменяться, что связано с механизмом проводимого процесса. Полученные результаты позволяют выбирать и оптимизировать технологические условия формирования КНН с заданными параметрами.

В результате проведения процесса MCXT были сформированы нитеобразные структуры с-Si с высокой пористостью и плотностью упаковки. Установлено влияние параметров маскикатализатора на формирование кремниевых структур. Использование эллипсометрии в сочетании с методами СЭМ и АСМ позволило отследить оптические и морфологические характеристики на всех трех стадиях процесса МСХТ, включая самое начало химического травления, когда происходит появление зародышей нанонитей. Проведенные исследования предназначены для разработки композитных нанослоев «c-Si-Ag» с усиленным плазмонным резонансом в широком спектральном диапазоне.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-02-01116 А с использованием оборудования центра коллективного пользования "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях".

Список литературы

- 1. Hee Han, Zhipeng Huang, Woo Lee. Nanotoday, 9, 271 (2014)
- 2. V. Tolmachev, Yu. Zharova, Phys. Status Solidi (b), 1600758, (2017).
- 3. Ю.А. Жарова, В.А. Толмачев, С.И. Павлов, Е.В. Гущина. ФТП, **52** (3), 333 (2018).

АП-КОНВЕРСИЯ НА НИЗКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНАХ В КРИСТАЛЛАХ Ходасевич И.А., Матюшевский Д.Д., Корольков М.В., Могилевцев Д.С., Грабчиков А.С.

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Доклад содержит обзор результатов исследования процесса ап-конверсии непрерывного и квази-непрерывного инфракрасного лазерного излучения на низкоконцентрированных ионах эрбия и туллия в кристаллах KGW и YVO₄. Обсуждаются условия наблюдения, варианты энергопереноса и проявления лавиноподобного процесса.

Редкоземельные элементы (РЗЭ) обеспечивают эффективный энергоперенос в многочисленных оптических системах. Одним из примеров являются твердотельные лазерные системы, в которых он реализуется, благодаря использованию РЗЭ при концентрациях в единицы атомарных процентов и выше. Ограниченность запасов редкоземельных элементов, их токсичность, а также особое внимание к перспективам использования РЗЭ в квантовых оптических устройствах делают актуальными исследование возможностей их использования при низких концентрациях.

В докладе рассматриваются результаты исследований эффекта ап-конверсии непрерывного и квази-непрерывного инфракрасного излучения на низкоконцентрированных ионах эрбия и тулия (10⁻³ ат.ед. и менее) в кристаллах KGW и YVO₄.

Основное внимание уделяется ап-конверсионным проявлениям низкоконцентри-рованных РЗЭ в твердотельных лазерных системах с диодной накачкой. В таких системах реализуется высокая концентрация в оптических элементах, находящихся внутри резонатора, спектрально узкополосного и малорасходящегося излучения диодного лазера, генерируемого лазерного, а в ряде случаев и нелинейно-преобразованного излучения. Достигаемой плотности мощности внутри резонатора достаточно для пошагового возбуждения ионов РЗЭ с последовательным поглощением нескольких фотонов и возникновения ап-конверсионной люминесценции из возбужденных состояний. Как показывают эксперименты, при плотностях мощности более 100 кВт/см² происходят изменения пропускания исследуемых кристаллических сред, что может приводить к росту внутрирезонаторных потерь.

Для анализа числа фотонов, участвующих в процессе ап-конверсии нами реализованы условия, обеспечивающие внерезонаторное возбуждение ап-конверсионной люминесценции, и продемонстрированы необычно низкие значения показателя n (менее 2) при реализации 3-х фотонного возбуждения.

Показана возможность энергопереноса в полосу проводимости кристаллической решетки за счет поглощения ионами эрбия нескольких фотонов и последующего испускания с передачей энергии решетки ионам тулия.

Особое внимание уделяется результатам по наблюдению лавиноподобного поведения апконверсионной люминесценции ионов эрбия при возбуждении излучением диодного лазера, генерирующего вблизи 970 нм. Проводится численный анализ возможных схем возбуждения ионов эрбия на основе моделирования системы нестационарных уравнений для населенностей участвующих в процессе уровней. Обращается внимание на реализацию, как отдельных процессов возбуждения, так и на их совместное проявление.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОННОГО ЭФФЕКТА В СЛОЯХ НАНОЧАСТИЦ Ag на поверхности Si

Толмачев В.А., Жарова Ю.А., Грудинкин С.А., Шербинин Д.П. *

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

В спектрах мнимой части диэлектрической функции для слоев наночастиц Ag толщиной 14-48 нм на Si выявлен пик в области E=3.85 эВ, обусловленный объемным плазмонным резонансом, который по амплитуде в 3 раза больше по сравнению с пиком для сплошных слоев.

Наночастицы серебра обладают уникальными оптическими свойствами, обусловленными резонансными эффектами, которые возникают благодаря наличию электронов проводимости [1]. Эти электроны при взаимодействии с фотонами могут создавать локализацию электрических полей на границах раздела с внешней средой.

Для их исследования должны быть использованы высокочувствительные методы, к которым относятся оптическая спектроскопия и спектральная эллипсометрия [2], которые обычно измеряют отражательные и/или пропускательные характеристики. Эти взаимодействия в наноструктурах могут быть описаны с помощью различных моделей.

Преимуществом эллипсометрии является одновременное измерение 2-х спектральных параметров: отношение амплитудных коэффициентов отражения Rp/Rs в виде эллипсометрического угла ψ и разность фаз ортогонально поляризованного света – угол Δ. Это дает два измеряемых параметра, с помощью которых можно в рамках наиболее простой модели однозначно вычислить, например, реальную и мнимую части диэлектрической функции ε.

В настоящей работе для интерпретации эллипсометрического эксперимента, а также для выполнения расчетов, была использована модель эффективной подложки, в рамках которой были определены псевдодиэлектрические функции є (реальная ϵ_1 и мнимая ϵ_2 части).



Рис. 1. а) Схематичное представление модели расчетов по модели эффективной подложки из эллипсометрических данных; б) изменение мнимой части диэлектрической функции ε₂ при росте сплошного слоя Ag на поверхности с-Si

Исследовано формирование псевдодиэлектрической функции ε_2 с использованием модели эффективной подложки при росте сплошного слоя Ag на с-Si. Особенностью нанослоев Ag на с-Si является близкое расположение максимума плазмонного пика ε_2 вблизи положения межзонных переходов Ag в УФ диапазоне, что, как правило, затрудняет их анализ. Эту особенность удалось выявить как в расчете, так и экспериментально в хорошем согласии между спектрами. Были исследованы спектры слоев наночастиц Ag, которые осаждались на поверхности с-Si химическим способом из растворов в диапазоне толщин от 14 до 42 нм и различной морфологии [3]. Проведено сопоставление экспериментальных и расчетных плазмонных резонансов в функции ε_2 для сплошных слоев и слоев наночастиц Ag. В спектре ε_2 для толщины Ag слоя 5-60 нм выявлен резонансный пик, обусловленный объемным плазмонным резонансом, возникающим в виде продольной моды и распространяющийся вдоль плоскости подложки.



Рис. 2. Сопоставление а) расчетных и экспериментальных пиков в области E=3.9 эВ для сплошных слоев и с наночастицами Ag на Si; б) расчетного пика с экспериментом с использованием модели эффективной среды (с включением модели осциллятора Лоренца)

Для параметризации получаемого пика была применена подгонка функции ε_2 с использованием слоя по модели эффективной среды, с включением осциллятора Лоренца. Наблюдаемый в эксперименте пик для слоя наночастиц Ag в 3 раза больше по амплитуде по сравнению с пиками в сплошных слоях, что можно объяснить возбуждением локализованных зарядов на боковых границах наночастиц Ag.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-02-01116 А с использованием оборудования центра коллективного пользования "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях".

Список литературы

- 1. Y. Wang, E. W. Plummer, K. Kempa, Advances in Physics, 60:5, 799-898, (2011).
- 2. H.G. Tompkins, E.A. Irene (Eds.), Handbook of Ellipsometry, Springer, 237, (2005).
- 3. V. Tolmachev, Yu. Zharova, Phys. Status Solidi (b), 1600758, (2017).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ФАКТОРОВ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ НАНОКОМПОЗИЦИОННЫХ ГОЛОГРАММ

Быков А.В., Шекланова Е.Б.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию стабильности дифракционной эффективности голографических оптических элементов, записанных на полимерных нанокомпозиционных материалах, при различных внешних воздействиях. Рассмотрена возможность применения подобных материалов для изготовления защитных голографических элементов на основе объемных, 3D голограмм.

Полимерные нанокомпозицонные материалы для голографической записи впервые были описаны в статье японских ученых в 2005 году [1]. С тех пор ведутся активные исследования свойств указанных материалов. Полимерные нанокомпозицонные материалы представляет собой мономерную композицию с нано-наполнителем и инициирующей системой [2]. При записи голограммы заданное распределение света вызывает перераспределение компонентов системы, образуя периодическое изменение показателя преломления в объеме материала. В результате образуется объемная фазовая дифракционная решетка [3]. В данной работе исследуются дифракционные решетки, записанные на составах с наночастицами ZnO и SiO₂. Способы приготовления составов описаны в патенте Университета ИТМО [2]. Возможность голографической записи на таких уретан-акрилатных нанокомпозиционных материалах рассмотрена в работе [3].

В работе исследовалась стабильность дифракционной эффективности при воздействии на образцы внешних факторов, таких как повышенная влажность, фотоактиничное излучение и температуры до 200°С.

Показано, что процесс голографической записи в нанокомпозите не мгновенный, наблюдается рост дифракционной эффективности после экспозиции. Термодеградация голограмм имеет зависимость от типа наночастиц. Степень влияния на деградацию дифракционной эффективности влаги, совместно с повышенной температурой или с фотоактиничным излучением зависит от времени воздействия. При кратковременных воздействиях образцы устойчивы к этим внешним факторам. Показано что дифракционная эффективность нанокомпозиционных голограмм стабильна при большинстве внешних воздействий.

Список литературы

1. Y. Tomita, N. Suzuki, Optics letters, **30**, №8, 839-841, (2005).

2. И.Ю. Денисюк, Ю.Э. Бурункова, Н.Д. Ворзобова, М.И. Фокина, В.Г. Булгакова, *Патент* № 2 541 251 РФ, (2015).

3. J.A. Burunkova, I.Y. Denisyuk, D.I. Zhuk, E.B. Sheklanova, *Optics and spectroscopy*, **122**, No. 2, 341-343, (2017).

СВЯЗАННЫЕ ХИРАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ Пятнов М.В. *, Ветров С.Я. *,**, Тимофеев И.В. *,**, Рудакова Н.В. *

*Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

**Институт физики им. Л.В. Киренского - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Изучено связывание оптических таммовских состояний, формируемых в ограниченном холестерическом жидком кристалле. Изучены спектральные свойства рассматриваемой структуры.

В последние годы исследуются различные типы поверхностных электромагнитных волн в фотоннокристаллических структурах. Одним из таких типов является оптическое таммовское состояние (ОТС). ОТС может возбуждаться на границе двух фотоннокристаллических материалов, имеющих перекрывающиеся запрещенные зоны. В спектре пропускания на частоте, соответствующей данному состоянию, возникает узкий пик. Попытки получить ОТС на границе холестерического жидкого кристалла (ХЖК) и металлического слоя предпринимались ранее. Была показана возможность существования оптического локализованного состояния, аналогичного ОТС, в системе «ХЖК - четвертьволновая фазовая пластинка – металлическая плёнка» [1]. Необходимость использования фазовой пластинки обусловлена поляризационными особенностями отражения света от ХЖК и металла. Свет, отраженный от ХЖК сохраняет свою круговую поляризацию, однако металл её изменяет. Роль фазовой пластинки может играть дополнительный слой ХЖК с противоположной закруткой [2] или планарный анизотропный дефект в ХЖК [3]. Комбинация четвертьволновой пластинки и металлической плёнки может быть заменена зеркалом, сохраняющим поляризацию, что позволило впервые получить ОТС на границе ХЖК [4, 5].

В данной работе изучено связывание оптических таммовских состояний, сформированных на обеих границах ХЖК. Рассмотрена система, состоящая из ХЖК, ограниченного многослойными анизотропными зеркалами, при отражении от которых свет сохраняет свою поляризацию. Рис. показывает рассчитанный спектр такой структуры при различных толщинах ХЖК для дифрагирующей поляризации, для которой существует запрещенная зона ХЖК. При толщине ХЖК слоя 6 мкм взаимного влияния электромагнитных мод друг на друга не происходит, и наблюдается вырождение частоты ОТС. При толщине 1,2 мкм происходит расщепление частоты ОТС, обусловленное резонансным взаимодействием мод.



Рисунок. Спектр пропускания структуры для дифрагирующей круговой поляризации падающего света при различных толщинах ХЖК

Для противоположной круговой поляризации спектр имеет совершенно отличный характер, что связано с тем, что в этом случае ОТС не формируются, а изучаемая система становится аналогична резонатору Фабри-Перо, заполненному ХЖК.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 17-42-240464.

Список литературы

1. S.Ya. Vetrov, M.V. Pyatnov, I.V. Timofeev, Opt. Lett., 39, 2743-2746, (2014).

2. M.V. Pyatnov, S.Ya. Vetrov, I.V. Timofeev, Liq. Cryst. 44, 674-678 (2017).

3. M.V. Pyatnov, S.Ya. Vetrov, I.V. Timofeev, JOSA B, 34, 2011-2017 (2017).

4. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, Письма в ЖЭТФ, 104. № 6. 393-396 (2016).

5. I.V. Timofeev, P.S. Pankin, S.Ya. Vetrov, V.G. Arkhipkin, W. Lee, V.Ya. Zyryanov, Crystals 7, 113 (2017).

ПРОФИЛЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГОЛОГРАММ НА ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОМ СТЕКЛЕ Крыкова В.А., Козлова Д. А., Иванов С. А., Пичугин И. С. Научный руководитель - Никоноров Н. В. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе было установлено, что реальный профиль показателя преломления объемных голограмм на фторидном фото-термо-рефрактивном стекле не синусоидальный. Определен вклад изменения показателя преломления в первый порядок дифракции брэгговских решеток.

Фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло - особый класс светочувствительных силикатных стёкол, которые были разработаны для записи высокоэффективных объёмных голограмм и оптических элементов на их основе.

В состав ФТР стекла помимо стеклообразователя SiO₂ и модификаторов Na₂O, Al₂O₃, NaF, ZnO и NaBr входят фоточувствительные добавки CeO₂, Ag₂O и Sb₂O₃. Изменение показателя преломления ФТР стекла происходит за счёт процесса фото-термо- индуцированной (ФТИ) кристаллизации, в результате которого в стекле происходит локальное уменьшение показателя преломления в облучённой области, из-за роста нанокристаллов NaF. Рёшетки, записанные на данном материале, получаются чисто фазовыми.

Изучению голографических свойств ФТР стекол посвящено множество работ, однако есть ещё много неясностей. Несмотря на то, что в дифракционных оптических элементах обычно используется первый порядок дифракции, на самом деле голограммы на ФТР стекле имеют несинусоидальный профиль показателя преломления, поэтому не ясен вклад изменения показателя преломления в первый порядок дифракции. Целью данной работы является определение реального профиля показателя преломления объемных голограмм на ФТР стекле.

Для исследования была проведена запись объемных брэгговских решеток с большим периодом (3-5 мкм) и экспозициями от 0,5 до 16 Дж/см² на фторидном ФТР стекле. Выбранный период голограмм позволял наблюдать 5 и больше порядков дифракции в видимом свете, что является достаточным для построения профиля показателя преломления голограммы. Экспозиции выбраны таким образом, чтобы сравнить профили голограмм, записанные при оптимальной дозе облучения, когда достигается максимальное изменение показателя преломления материала, и при отличных от них, когда максимальное изменение ещё не достигнуто и когда контраст интерференционной картины падает. Для определения профиля показателя преломления производились измерения угловых зависимостей для 5 порядков дифракции голограмм на длине волны 632,8 нм.

В результате исследования было установлено, что контура показателя преломления для голограмм на ФТР стеклах имеют несинусоидальный профиль, определен вклад изменения показателя преломления стекол в первый порядок дифракции.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНОГО ЦВЕТА АНСАМБЛЕЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОПИЛЛАРОВ

Басалаева Л.С., Настаушев Ю.В., Дульцев Ф.Н., Крыжановская Н.В.*, Моисеев Э.И.*

Институт физики полупроводников СОРАН, Новосибирск, Россия * Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе проводится исследование явления структурного цвета ансамблей кремниевых нанопилларов. Нанопиллары формировались методом электронной литографии на негативном резисте с последующим реактивным ионным травлением через маску из резиста и термического окисла кремния. Были измерены спектры микроотражения сформированных структур в диапазоне 400-1150 нм.

За последние годы в мире были значительно усовершенствованы различные методики формирования организованных ансамблей диэлектрических наноантенн различного вида и формы [1]. Были продемонстрированы замечательные оптические свойства полученных структур, в частности структурный цвет на основе явления возбуждения интенсивных Ми резонансов [2]. Кремниевые нанопиллары (от англ. nanopillars) и их массивы представляют собой уникальные резонансные системы. На их основе можно реализовать дисплеи, эффективные оптические фильтры, фотоприемники и излучатели [3]. В последние годы активно исследуется структурный цвет на основе упорядоченных диэлектрических систем нанопилларов для создания цветной печати высокого разрешения [2, 4]

В данной работе было проведено экспериментальное исследование характеристик отражения ансамблей кремниевых нанопилларов (Si HII), пространственно организованных в квадратную решетку. В данной работе Si HII формировались с использованием электронной литографии на негативном резисте ma-N2403 с последующим реактивным ионным травлением последовательно через маску из негативного резиста и через маску из SiO₂. На Рис.1 и Рис.2 приведены растровые электронно-микроскопические (РЭМ) изображения Si HII после травления SiO₂ и Si соответственно.



Рис. 1. НП после этапа травления SiO₂ через маску из резиста. Начало этапа травления кремния. Диаметр НП 75 нм. Масштабная метка 100 нм. Угол наклона 54°



Рис. 2. Si НП после этапа травления Si. Период 400 нм. Масштабная метка 200 нм. Вид сверху

На оптических изображениях в режиме светлого и темного поля был явно виден структурный цвет микромассивов. Цвет Si HII изменялся в зависимости от их диаметра и периода. Были измерены спектры отражения от Si HII в диапазоне длин волн от 400 нм до 1100 нм в линейно поляризованном свете вдоль оси нанопилларов. В качестве источника света использовалась галогеновая лампа накаливания. В качестве эталонного использовался свет, отраженный от зеркала с золотым покрытием. Также было исследовано влияние числовой апертуры объектива на измеренные спектры отражения Si HII (см. Рис.3).



Рис. 3. Спектры отражения микромассивов Si HП, период 500 нм, диаметр 151 нм. Во вставке приведены параметры измерительных объективов

Было установлено, что использование термического окисла кремния под электронным резистом при формировании микромассивов Si HII с периодом 500÷600 нм позволяет уменьшить диаметр нанопилларов до 100 нм и менее, что приводит к смещению резонансного отражения света в ультрафиолетовую область спектра.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта № 17-42-543293.

Список литературы

 V.-C. Su, C. H. Chu, G. Sun, D. P. Tsai, *Optics Express*, 26, №10,13148 (2018).
 Y. Nagasaki, M. Suzuki, and J. Takahara, Nano Lett., 17 №12, 7500–7506 (2017).
 A. Vaskin , J. Bohn, K. E. Chong, T. Bucher, M. Zilk, D.-Y. Choi, D. N. Neshev, Yu. S. Kivshar, T. Pertsch, and I. Staude, *ACS Photonics*, 5, №4, 1359–1364 (2018).
 T. Lee, J. Jang, H. Jeong and J. Rho, *Nano Convergence*, 5, 1 (2018).

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЗОЛОТЫХ НАНОЧАСТИЦ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ В ОБЛАСТЬ ДИПОЛЬНОГО И КВАДРУПОЛЬНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА Гладских П.В., Гладских И.А., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе получены зависимости оптических свойств островковых золотых пленок от условий напыления, термической обработки и энергии лазерного излучения, попадающего в область поглощения дипольного и квадрупольного пика плазмонного резонанса наночастиц.

Основными тенденциями развития в области нанотехнологий остаются выявление зависимостей оптических свойств нанообъектов от их размера, формы и других факторов. Другими словами – определение оптимальных условий их получения для конкретных приложений. Наиболее простым и дешевым остаются методы сомоорганизации металлических наноструктур на поверхности подложек при вакуумном напылении. Основным недостатком данного метода является большое число параметров, влияющих на процесс образования наночастиц. К ним можно отнести температуру подложки, чистоту самой подложки, ее структуру, степень сродства материала напыления с материалом подложки, уровень вакуума, скорость напыления и т.д., а из-за процессов самоорганизации распределение по размерам получаемых частиц намного больше, чем при использовании, например, химических методов.

С другой стороны, процессы, происходящие при росте металлических наноструктур при вакуумном напылении, достаточно хорошо изучены и позволяют получать простейшие структуры с необходимыми свойствами. А методики постобработки полученных образцов позволяют уменьшить разброс частиц по размерам и точно подстраивать оптические свойства. К таким методам можно отнести температурную и лазерную обработку [1, 2]. Поэтому основной целью работы являлось определение зависимости оптических свойств наночастиц золота от условий напыления и последующей термической или лазерной обработки.

В работе исследовались два типа образцов: (1) – маленькие золотые наночастицы диаметром менее 10 нм; (2) – крупные золотые наночастицы диаметром более 100 нм. У первых имеется только дипольная составляющая плазмонного резонанса. Для крупных частиц помимо дипольных колебаний в спектре экстинкции присутствует квадрупольная мода плазмонного резонанса. Образцы первого типа были получены при совместном вакуумном напылении золота и кварца в вакууме (~10⁻⁶ Topp) на поверхность кварцевых подложек. Были получены образцы толщиной до 200 нм с содержанием золота до 10%. При таком напылении образуются очень маленькие неплазмонные золотые частицы. Затем образцы отжигались в муфельной печи при 1000 °C в течении одного часа с охлаждением в течении суток. Отжиг приводил к формированию плазмонных частиц с узким резонансом на длине волны 530 нм.

Образцы второго типа создавались при вакуумном напылении золота на поверхность сапфировых подложек. После напыления островковой пленки на нее напылялся слой Al₂O₃ толщиной 5 нм. Образцы отжигались при тех же условиях. После отжига у образца с эквивалентной толщиной золотой пленки 30 нм в спектре оптической плотности помимо дипольного резонанса (620 нм) проявлялся квадрупольный плазмонный резонанс на длине волны 520 нм.

Для лазерной обработки образцов использовался импульсный Nd:YAG лазер. Длина волны излучения – λ =532 нм; длительность импульса – τ =10 нс; максимальная энергия одного импульса – E_{max} =250 мДж; площадь пятна излучения – 0,5 см².

Мощное лазерное излучение приводит к селективному нагреву металлических наночастиц для которых плазмонный резонанс совпадает с длиной волны излучения. Для образцов первого типа излучение было резонансно дипольным колебаниям, а для второго типа – квадрупольным. На рисунке представлены спектры оптической плотности образцов при лазерном облучении импульсами с различной энергией.



Рисунок. Спектры оптической плотности пленки SiO2, содержащей 6,3% золота (а), и пленки золота толщиной 30 нм (б) при лазерном облучении

Импульсы с плотностью энергии до 150 мДж/см² практически не вызывали изменения оптических свойств маленьких наночастиц золота (Рис. а). Более мощные импульсы приводили к небольшому уменьшению оптической плотности в максимуме плазмонного резонанса и к его длинноволновому сдвигу, что связано с дальнейшим увеличением размера частиц в результате их коалесценции. Наибольшее изменение было вызвано импульсами с энергией 500 мДж/см², однако, значительное уменьшение оптической плотности и визуальное состояние поверхности образца показали, что связано с абляцией пленки.

В случае воздействия излучения на квадрупольный резонанс основные изменения также наблюдаются в области дипольного резонанса, а изменение спектров наблюдались при значительно меньшей энергии импульса (Рис. б). После облучения пленки лазером с плотностью энергии импульса 60 мДж/см² дипольный резонанс сужается и смещается в коротковолновую область. Это связано с изменением формы наночастиц золота как при термическом отжиге. При плотности энергии импульсов 160 мДж/см² и более спектр, наоборот, начинает уширяться – появляется длинноволновое плечо, которое возрастает с увеличением энергии импульса. Так же наблюдается тенденция смещения максимума плазмонного резонанса в коротковолновую область спектра. Изображения со сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) показали, что в результате лазерной обработки крупные наночастицы подверглись фрагментации с образованием меньших по размеру близкорасположенных наночастиц.

Список литературы

1. N.B. Leonov, I.A. Gladskikh, V.A. Polishchuk, T.A. Vartanyan, *Optics and Spectroscopy*, **119**, 450-455, (2015).

2. N.A. Toropov, I.A. Gladskikh, P.S. Parfenov, T.A. Vartanyan, *Optical and Quantum Electronics*, **49**, 154, (2017).

ВЫСОКОПРЕЛОМЛЯЮЩИЕ ФОТОТЕРМОРЕФРАКТИВНЫЕ СТЕКЛА Пичугин И.С., Игнатьев А.И., Орешкина К.В., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Впервые синтезированы и исследованы фототерморефрактивные стекла с повышенным показателем преломления.

Фототерморефрактивные (ФТР) стекла — это новый класс фоточувствительных неорганических материалов, которые созданы для записи высокоэффективных термостабильных объемных брэгговских решеток. В этих стеклах под воздействием УФ облучения и последующей термообработки в облученной области объема стекла вырастает наноразмерная кристаллическая фаза, показатель которой отличается от показателя преломления необлучённой области стекла [1]. Этот эффект используется для создания голографических оптических элементов. Голограммы на ФТР стекле обладают высокой дифракционной эффективностью, долгим сроком хранения, высокой химической, механической и термической прочностью.

Одной из важнейших характеристик ФТР стекла как голографического материала является изменение показателя преломления (Δn) между облученной и необлученной областями. Согласно приближению Максвелла-Гарнетта эффективная диэлектрическая проницаемость среды с включениями зависит от диэлектрической проницаемости матрицы, диэлектрической проницаемости включений и объемной доли включений в матрице [2, 3]. В нашем случае можно считать рефрактивную фазу NaF, растущую в объеме ФТР стекла, включениями и принять ее объем и показатель преломления постоянными. Из данного приближения становится ясно, что при увеличении показателя преломления основной матрицы, а соответственно и эффективного показателя преломления.

В работе были синтезированы и исследованы ФТР стекла натриевоцинкалюмосиликатной системы (Na₂O-ZnO-Al₂O₃-SiO₂-NaF-NaBr), содержащие в составе CeO₂, Sb₂O₃ и Ag₂O, с частичной заменой SiO₂ на GeO₂, ZrO₂, HfO₂, Nb₂O₅ и Ta₂O₅. Стекла синтезировались в воздушной атмосфере при температуре 1440°C в кварцевых тиглях. Мешка осуществлялась платиновой мешалкой. Температура стеклования определялась методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). Полученные образцы облучались УФ излучением ртутной лампы и обрабатывались в градиентной печи. Спектры поглощения измерялись на спектрофотометре Lambda 650. Показатели преломления измерялись на рефрактометре Аббе ИРФ-454.

В работе было показано, что введение оксидов германия, циркония, гафния, ниобия и тантала в ФТР стекло сильно увеличивает его показатель преломления от 1,49 до 1,66 в зависимости от состава. Исследовано влияние GeO₂, ZrO₂, HfO₂, Nb₂O₅ и Ta₂O₅ на механизмы спонтанной кристаллизации и фототермоиндуцированной кристаллизации в ФТР стекле. В работе показано, что введение некоторых из представленных оксидов приводит к отсутствию классической фотохимии в ФТР стекле и отсутствию фототермоиндуцированной кристаллизации. Исследованы спектральные свойства данных стекол на всех этапах эксперимента.

Список литературы

1. S.A. Ivanov, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, Proc. SPIE, 9508, 95080E, (2015).

2. O. Levy, D. Stroud, Physical Review B, 56, №13, 8035, (1997).

3. L. Tong, P. Yu, Z. Mu, K. Satoru, Nanoscale 6.4, 2447-2454, (2014)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПЛОТНОСТЬ ФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Долганов П.В., Долганов В.К.

Институт физики твёрдого тела Российской академии наук, Московская область, Черноголовка, Россия

Описываются исследования оптических свойств жидкокристаллических фотонных кристаллов. Приводятся результаты комплексных спектральных измерений и их сопоставление с теорией. Различными методами определена плотность фотонных состояний жидкокристаллических фотонных кристаллов.

Жидкие кристаллы, состоящие из ориентационно упорядоченных анизотропных хиральных молекул, образуют ряд фотонно-кристаллических фаз с необычной структурой и оптическими свойствами. Примером одномерных фотонных кристаллов могут служить холестерические жидкие кристаллы со спиральным упорядочением. Хиральные жидкие кристаллы также образуют различные фотонные структуры с трехмерным упорядочением, так называемые кристаллические жидкости или Голубые фазы. Благодаря своей необычной структуре и восприимчивости к внешним воздействиям жидкокристаллические фотонные кристаллы обладают рядом нетривиальных особенностей, в том числе перспективных для практических приложений. Одной из особенностей жидкокристаллических фотонных кристаллов, связанной с их спиральной структурой, является сильная зависимость оптических свойств от поляризации световой волны. С помощью внешних полей, светового воздействия, температуры можно перестраивать в широких пределах спектральное положение и ширину фотонной запрещённой зоны.

Плотность фотонных состояний является одной из важнейших характеристик фотонных структур, определяющей их основные оптические свойства. Несмотря на существенный прогресс в экспериментальных и теоретических исследованиях в последние годы, многие принципиальные вопросы, касающиеся плотности фотонных состояний, остаются не до конца решёнными. Важной задачей, имеющей практическое значение, является разработка методов определения плотности фотонных кристаллах различной структуры.

В работе выполнены комплексные исследования оптических свойств жидкокристаллических фотонных кристаллов. На образцах высокого совершенства проведены измерения спектров пропускания, отражения, вращения плоскости поляризации света, люминесценции. В исследованиях люминесценции использовались красители с различным направлением дипольного момента перехода относительно преимущественной ориентации длинной оси молекул. Параметр ориентационного упорядочения молекул красителя определён с помощью независимых измерений, в частности, анизотропии поглощения и поляризованной люминесценции в нематическом жидком кристалле.

Различными методами впервые определена плотность фотонных состояний в жидкокристаллических фотонных кристаллах с одномерным и трехмерным упорядочением. Первый подход основан на предложенном нами методе определения плотности состояний из измерений вращения плоскости поляризации света [1, 2]. Другим использованным нами методом было определение плотности состояний из спектров поляризованной люминесценции [3]. Показано, что оба метода дают согласующиеся друг с другом результаты. Параметры жидкокристаллической структуры, использованные для определения плотности состояний, были найдены из независимых измерений спектров пропускания и отражения.

Периодическая фотонная структура приводит к перераспределению спектральной плотности фотонных состояний. В спектральной области, соответствующей фотонной зоне, плотность состояний существенно уменьшается по сравнению со средой без фотонной запрещённой зоны. Вблизи границ зоны плотность фотонных состояний имеет резкие максимумы. При увеличении толщины образцов интенсивность максимумов увеличивается. Экспериментальные результаты сопоставлены с теорией. Показано, что экспериментальные спектры находятся в качественном и количественном согласии с теорией.

Измерена зависимость оптических свойств жидкокристаллических фотонных кристаллов от температуры. Спектры люминесценции при приближении к температуре перехода в неупорядоченную фазу существенно модифицируются из-за изменения ориентационного упорядочения. Трансформация оптической анизотропии и ширины фотонной запрещённой зоны жидкокристаллического фотонного кристалла при изменении температуры описаны на основе теории Ландау фазовых переходов. В фоточувствительных фотонных кристаллах положение фотонной запрещённой зоны может быть контролируемым обратимым образом перестроено в широком спектральном диапазоне [4], что перспективно для практических приложений.

Результаты исследований позволяют установить связь микроскопических характеристик жидких кристаллов и макроскопических параметров фотонной структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-02-00246.

Список литературы

1. P.V. Dolganov, G.S. Ksyonz, V.E. Dmitrienko, V.K. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **87**, 032506-1-032506-4, (2013).

2. P.V. Dolganov, *Phys. Rev. E*, **91**, 042509-1-042509-5, (2015).

3. П.В. Долганов, *Письма в ЖЭТФ*, **105**, 616-620, (2017).

4. P.V. Dolganov, S.O. Gordeev, V.K. Dolganov, and A.Yu. Bobrovsky, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 633, 14-22, (2016).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Аg₂S, ПАССИВИРОВАННЫХ ТИОГЛИКОЛИЕВОЙ КИСЛОТОЙ

Кондратенко Т.С., Звягин А.И., Смирнов М.С., Гревцева И.Г., Перепелица А.С., Ганеев Р.А., Овчинников О.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В работе установлена взаимосвязь спектрально-люминесцентных и нелинейнооптических свойств квантовых точек (КТ) Ag₂S, пассивированных тиогликолевой кислотой (TGA), средними размерами от 1.5 нм до 2.0 нм. Показано, что для образцов, обладающих рекомбинационной люминесценцией при наличии условий для резонансных двухфотонных переходов, характерно обратное насыщенное поглощение и нелинейная рефракция тепловой природы. Для КТ Ag₂S/TGA, обладающих экситонной люминесценцией, доминирует преимущественно слабое двухфотонное поглощение и нелинейная рефракция нетепловой природы. При этом, закономерности кинетики люминесценции и ИК спектры образцов свидетельствуют о разном состоянии их интерфейсов.

В последнее время имеется высокий интерес к исследованиям оптических свойств и размерного эффекта для полупроводниковых коллоидных квантовых точек (КТ) [1]. Имеющиеся в настоящее время закономерности не составляют полной картины фотофизических процессов конкретных образцов КТ. Остается малопонятной взаимосвязь отдельных свойств для одних и тех же образцов КТ. Тем более, не выяснена окончательно связь спектральных, люминесцентных свойств с их нелинейно-оптическими свойствами для большинства КТ.

Удачным объектом для исследования взаимосвязи спектрально-люминесцентных и нелинейно-оптических свойств являются КТ Ag₂S. Особенностью сульфида серебра является существенная нестехиометрия, высокая концентрация собственных дефектов, дефицит ионов серебра в решетке [2]. Часть из таких дефектов в КТ Ag₂S играет роль центров рекомбинационной люминесценции, а другая часть – роль ловушек и центров безызлучательной рекомбинации. Известны также результаты исследований, в которых КТ Ag₂S проявляют нелинейно-оптические свойства, в частности двухфотонное поглощение (TPA) или обратное насыщенное поглощение (RSA). Однако остается не доказанным даже участие центров рекомбинационной люминесценции в формировании нелинейно – оптических свойств КТ Ag₂S.

Данная работа частично восполняет этот пробел. Она посвящена установлению взаимосвязи спектрально-люминесцентных и нелинейно-оптических свойств Ag₂S/TGA, имеющих средние размеры в пределах 1.5 - 2.0 нм. Исследования проводили абсорбционными и люминесцентными методами. Также были исследованы нелинейно-оптические свойства KT Ag₂S методом Z – сканирования с помощью экспериментальной установки, аналогичной описанной в [3].

Коллоидные КТ Ag₂S/TGA создавали по методике водного синтеза, используя два варианта метода [4]. В первом варианте синтеза КТ Ag₂S/TGA (I тип) основным источником серы была только TGA. Во втором варианте синтеза образцов коллоидных КТ Ag₂S/TGA (II тип) источником серы был не только водный раствор TGA, но и Na₂S. Подробно методики синтеза представлены [4]. При этом подбирали условия, в которых наблюдали различное расположение полос поглощения и фотолюминесценции.

Для синтезированных КТ Ag₂S цифровой анализ ПЭМ – изображений показал формирование в рамках первого подхода к синтезу ансамблей КТ средними размерами, составляющими около 2.0 нм и низкой дисперсией 10-15 %. При использовании в синтезе КТ раствора Na₂S в качестве источника серы получали ансамбли наночастиц средними размерами 1.5 нм с распределением по размерам в пределах 20-30 %.

Данные ПЭМ высокого разрешения показали дифракцию электронов от (031) атомных плоскостей нанокристаллов Ag₂S с моноклинной решеткой (пространственная группа *P*2₁/c) (рис.) [4].



Рисунок. Z-сканы исследуемых образцов коллоидных КТ Ag₂S

Особенности пассивации КТ Ag₂S молекулами TGA для (I тип) и (II тип) анализировали по изменениям во ИК спектрах. Образцам и сравнения служили ИК спектры молекул TGA в водном растворе (50%) и pH = 8. На основе наблюдаемых изменений ИК спектров TGA сделано заключение о существовании различий в механизме связывания молекул лиганда (TGA) с интерфейсами КТ Ag₂S при разных способах синтеза. Исчезновение пика для тиольной группы S-H (2558 см⁻¹) указывает на возникновение координационной связи между тиольной группой TGA и атомами интерфейса КТ Ag₂S. Различие ИК спектров TGA для образцов, КТ Ag₂S, полученных двумя разными способами синтеза, свидетельствует о разных состояниях их интерфейсов. Для образца I тип наблюдали пик (1700 см⁻¹), характерный для C=O, вероятно, адсорбированного на интерфейсе КТ. Кроме того, для полосы ассиметричного колебания карбоксилат-аниона TGA (COO⁻) наблюдаются значительные сдвиги: большой сдвиг относительно раствора для КТ I типа (от 1567 к 1574 см⁻¹). Этот спектральный сдвиг указывает на то, что во взаимодействии с интерфейсом КТ помимо тиольной участвует группа COO⁻.

Спектры оптического поглощения исследуемых образцов представляли собой широкие полосы, характерные для полупроводниковых КТ. В спектрах поглощения КТ Ag₂S/TGA I типа энергия наиболее вероятных оптических переходов в оптическом поглощении составляет 2.29 эВ. Для образцов КТ Ag₂S/TGA II типа имелся явно выраженный экситонный пик в спектре оптического поглощения при 2.1 эВ.

Положение полос люминесценции и свойства спектров фотолюминесценции для образцов КТ Ag₂S (I тип) и (II тип) существенно отличались. В спектре люминесценции КТ Ag₂S/TGA(I тип), возбуждаемой излучением с длиной волны 532 нм, наблюдали узкий пик при 620 нм с полушириной 60 нм. Незначительный стоксов сдвиг и маленькая полуширина полосы свидетельствуют об экситонной люминесценции для данного образца. При этом полосы рекомбинационного свечения отсутствуют.

При возбуждении излучением с длиной волны как 532 нм, так и 445 нм для растворов коллоидных КТ Ag₂S/TGA (II тип) наблюдали широкую полосу люминесценции с максимумами при 660 нм. Эту полосу отличает значительный стоксов сдвиг положения экситонного перехода в оптическом поглощении и максимума спектров люминесценции, составляющий 0.8 – 1.1 эВ, что свидетельствуют о рекомбинационной природе наблюдаемого свечения [2].

Закономерности кинетики люминесценции всех исследуемых образцов показывают сложную мультиэкспоненциальную зависимость и разные средние времена жизни люминесценции. Для образцов КТ Ag₂S/TGA (I тип) с экситонной полосой люминесценции быстрая компонента имеет максимальный вклад и постоянную времени начального участка около 0.8 нс. При этом за первых 10 нс интенсивность люминесценции затухает в 1000 раз от начального значения. Для КТ Ag₂S/TGA (II тип) с рекомбинационной полосой люминесценции (660 нм) постоянная времени начального участка около 0.8 нс. Однако вклад медленной компоненты большой, и люминесценция за 10 нс затухает всего в 5 раз.

Кроме того, установлено существование нелинейности, наблюдаемой в схеме с ОА, связано с двухфотонными оптическими переходами в КТ. Наиболее сильный отклик наблюдается на КТ с люминесценцией в области 620-660 нм, наиболее близкой к длине волны второй гармоники YAG:Nd – лазера.

Для КТ Ag₂S/TGA (I тип), обладающих экситонной люминесценцией, отсутствовало плавное наступление нелинейного поглощения, что в большей степени указывает на возникновение нелинейности вследствие двухфотонного поглощения через виртуальные состояния. В пользу этого предположения свидетельствует также малое время жизни для быстрой компоненты люминесценции. Однако существование медленной компоненты в кинетике люминесценции может говорить переходах с участием ловушек, не являющихся центрами люминесценции. В этом случае вероятно возникновение RSA [2, 3]. Переходы в таком случае должны происходить с участием глубоко расположенных состояний валентной зоны и состояний проводимости.

В схеме с СА для КТ Ag₂S/TGA (І тип), обладающих экситонной люминесценцией наблюдали нелинейную рефракцию. Возникновение в образце нелинейной рефракции вследствие самофокусировки не является тепловым эффектом. Основной причиной изменения показателя преломления является «band filling» [2].

Для образцов КТ Ag₂S/TGA (II тип), обладающих рекомбинационной люминесценцией (660 нм) наилучшим образом выполняются условия для наступления резонансных двухфотонных переходов с участием уровней центров люминесценции. Это сказывается на форме Z-скана, для которого характерно плавное снижение нормализованного пропускания при приближении образца к фокальной плоскости линзы. К тому же, время жизни центра рекомбинационной люминесценции оказывается одним из наибольших из исследуемых образцов. Наиболее вероятным механизмом оптической нелинейности в данном случае следует считать RSA. Отсутствие заметной нелинейной рефракции, обусловленной линзой нетепловой природы для этого образца, свидетельствует об отсутствии подходящих для реализации «band filling» состояний. Разное состояние интерфейсов двух сравниваемых образцов наблюдали как по характеру люминесценции (экситонная и рекомбинационная), так и по состоянию интерфейсов (наличие избытка серы или нет).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, Конкурс 2017 года «Проведение инициативных исследований молодыми учеными» Президентской программы исследовательских проектов, реализуемых ведущими учеными, в том числе молодыми учеными, №17-72-10225.

Список литературы

1. M. Z. Hu, Nanoscale Research Letters, 10, 469-476, (2015).

2. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Б.И. Шапиро, Т.С. Шатских, А.С. Перепелица, Н.В. Королев, ФТП, **49**, №3, 385-391, (2015).

3. Т.С. Кондратенко, И.Г. Гревцева, А.И. Звягин, О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, *Опт. и спектр.*, **124**, №5, 640-647, (2018).

4. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Т.С. Кондратенко, А.С. Перепелица, И.Г. Гревцева, С.В. Асланов, *Опт. и спектр.*, **125**, № 1, 105-110 (2018).

ВЛИЯНИЕ ПРЕДОТЖИГА ПЛАСТИН НИОБАТА ЛИТИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ Сосунов А.В., Пономарев Р.С., Волынцев А.Б.

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

В работе представлены результаты исследования влияния предотжига пластин ниобата лития в интервале 400-1000 °С на каждом этапе формирования оптических волноводов. Показано существенное влияние предотжига на структурные и оптические характеристики оптических волноводов, формируемых методом протонного обмена.

При формировании оптических волноводов в кристаллах ниобата лития (НЛ) методом протонного обмена (ПО) существует ряд затруднений, связанных с неидеальной повторяемостью показателя преломления волноводов. При этом такие волноводы имеют ряд существенных преимуществ: высокие электрооптические коэффициенты, низкие оптические потери, сохранение поляризации излучения и др. Различными научными группами [1-3] показано, что приповерхностный слой НЛ (до 15-20 мкм) имеет несовершенную структуру с элементами фрагментации, а нестабильность показателя преломления связана с движением заряженных дефектов внутри данного слоя [4]. Кроме того, от качества поверхности пластин НЛ существенно зависит процесс протекания ПО [3]. Однако в литературе не представлено данных, связывающих состав и структуру приповерхностного слоя с характеристиками оптических волноводов, формируемых в нем. Целью данной работы является изучение влияния предотжига пластин НЛ в широком интервале температур на структуру и оптические характеристики ПО-волноводов.

Предварительный отжиг (предотжиг) пластин НЛ осуществляли в температурном интервале 400-1000 °C с шагом 100 °C в течение 4 часов. Указанный температурный диапазон был выбран так, чтобы определить оптимальную температуру, при которой происходит максимальное снятие напряжений в приповерхностном слое НЛ, несмотря на то, что выше 600 °C существует возможность повреждения кислородного каркаса НЛ с неизбежным внесением дополнительных дефектов структуры [5]. Мягкий ПО осуществляли в закрытом циркониевом реакторе при температуре 170 °C в течение 2 часов с последующим отжигом при температуре 350 °C в течение 5,5 часов.

На рис. 1 представлены результаты рентгеноструктурного анализа (PCA). РСА осуществляли прецизионным методом двухкристального спектрометра, работающего на длине волны K_{β} -Со излучения λ =1,62075 Å.



Рис. 1. Относительное изменение межплоскостного расстояния (d) после процесса ПО (βфазы) в зависимости от температуры предотжига исходных пластин НЛ

В ходе процесса ПО был получен стандартный набор из четырех β -фаз. Независимо от глубины залегания фазы имеется минимум при 500 °C. То есть при 500 °C происходит максимально возможное снятие внутренних напряжений, что приводит к выходу дефектов с поверхности пластины НЛ. В более однородной структуре соотношение $\Delta d/d$ имеет наименьшее значение за счет более низкой концентрации протонов, проникших, внутрь материла по сравнению с другими исследуемыми образцами.

Отжиг образцов после ПО производили одновременно и при одинаковых условиях. Приращение показателя преломления волновода определяли методом модовой спектроскопии на длине волны $\lambda = 632$ нм. С учетом конечного числа протонов в приповерхностном слое после ПО, приращение показателя преломления волноводов обратно пропорционально однородности структуры кристалла (рис. 2). При температуре 500 °C наблюдается минимальное значение контрастности волновода.

По уширению дифракционных кривых, снятых на планарных оптических волноводах, были рассчитаны значения деформации (є) в направлении перпендикулярном поверхности пластины (рис. 2). Глубина проникновения рентгеновского луча в НЛ составляла порядка 10 мкм.

Значения деформации кристаллической решетки НЛ после отжига очень хорошо согласуются с результатами модовой спектроскопии (рис. 2). На рис. 3 представлены профили оптических волноводов. Независимо от температуры предотжига сохраняется градиентное распределение приращения показателя преломления по всей глубине залегания волновода.

Полученные результаты связывают состояние структуры приповерхностного слоя НЛ и оптические характеристики волноводов, формируемых на его основе через температуру предотжига. В общем виде такая связь должна быть характерна для всех оптических кристаллов, на поверхности которых формируют оптические волноводы диффузионными методами.



Рис. 2. Зависимость приращения показателя преломления и деформаций кристаллической решетки оптических волноводов от температуры предотжига исходных пластин НЛ



Рис. 3. Профили оптических волноводов

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № <u>17-43-590309</u>.

Список литературы

1. С.М. Кострицкий, А.В. Новомлинцев, *ФТТ*, **38**, 1614-1616, (1996).

2. P. Galinetto, M. Marinone, D. Grando, G. Samoggia, F. Caccavale, A. Morbiato, M. Musolino, *Optical Laser Engineering*, **45**, 380-384, (2007).

3. А.В., Сосунов, Р.С. Пономарев, В.А. Юрьев, А.Б. Волынцев, *Автометрия*, **53**, 100-106, (2017).

4. J.P. Salvestrini, L. Guilbert, M. Fontana, M. Abarkan, S. Gille, J. Light. Technol., 29, 1522-1534, (2011).

5. H. Boysen, F. Altorfer, Acta Crystallogr., Sect. B: Struct. Sci., 50, 405-414, (1994).

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ НАНОЧАСТИЦ ИЗ ДИКЕТОНАТОВ СКАНДИЯ Миронов Л.Ю.*, Козлова Д.А.*, Шурухина А.В.**

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

Исследована флуоресценция наночастиц из комплексных соединений скандия с 2нафтоилтрифторацетоном. Обнаружено, что квантовый выход флуоресценции комплексных соединений значительно увеличивается при агрегации комплексов в наночастицы. При внедрении молекулярных красителей в наночастицы наблюдается их сенсибилизованная флуоресценция.

Флуоресцентные наночастицы представляют собой важный класс функциональных наноматериалов, которые широко применяются в биологии и медицине. По сравнению с такими традиционными флуоресцентыми метками, как органические красители или флуоресцентные белки, наночастицы обычно обладают более яркой флуоресценцией, что позволяет детектировать меньшее количество определяемого вещества в пробе. К флуоресцентным наночастицам относят широкий класс объектов: полимерные наночастицы, углеродные точки, квантовые точки, наночастиц из кремнезема и пр. [1].

В данной работе исследуются наночастицы из дикетонатов скандия с примесью органических красителей. В качестве органических лигандов комплексов используется 2нафтоилтрифторацетон (NTA). Формирование наночастиц происходит при переосаждении раствора комплексов скандия в диметилформамиде (ДМФ) в водную среду. За счет плохой растворимости комплексов Sc(NTA)₃ в воде, происходит их агрегация в наночастицы. Было обнаружено, что в водной среде квантовый выход флуоресценции комплексов Sc(NTA)3 возрастает по сравнению с раствором в ДМФ. Для ряда растворов с различными объемными долями воды и ДМФ наблюдалось постепенное увеличение квантового выхода флуоресценции от 0.01 до 0.16, происходящее одновременно с увеличение объемной доли воды. Увеличение квантового выхода флуоресценции также сопровождается длинноволновым сдвигом спектра флуоресценции. Явление увеличения квантового выхода флуоресценции молекул при их агрегации известно для ряда соединений и представляет большой интерес, поскольку такие молекулы не подвержены концентрационному тушению флуоресценции [2]. Было показано, что внедрение родамина Б в наночастицы приводит к тушению флуоресценции Sc(NTA)₃ и появлению сенсибилизованной флуоресценции красителя, что позволяет расширить спектральные свойства наночастиц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-01044.

Список литературы

1. O.S. Wolfbeis, Chem. Soc. Rev., 44, 4743-4768, (2015).

2. J. Mei, N. L. C. Leung, R. T. K. Kwok, J. W. Y. Lam, B. Z. Tang, *Chem. Rev.*, **115**, 11718-11940, (2015).

ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ Се:УАС КЕРАМИКИ Лукьяшин К. Е, Шитов В.А, Ищенко А.В.*, Шевелев В.С.*, Шульгин Б.В.*

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия *Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Сообщается о синтезе керамического алюмоиттриевого граната $Ce^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ (Ce:YAG) методом твердофазных реакций из нанопорошков с концентрацией Ce 0,1, 0,2, 0,5, 1 и 2 ат.%. Приводятся результаты влияния точечных дефектов на люминесцентные свойства примесных центров Ce^{3+} в YAG.

Большинство сцинтилляционных материалов, используемых в детекторах ионизирующих излучений, применяются в виде монокристаллов. Хорошо известно, что выращивание сцинтилляционных монокристаллов с высокой температурой плавления является трудоёмким и дорогостоящим процессом. Альтернативой сложным в изготовлении монокристаллическим сцинтилляторам в некоторых случаях могут быть аналогичные прозрачные керамические материалы с сопоставимыми световыходом, оптическим качеством и временными характеристиками свечения [1, 2]. В настоящее время активно ведётся поиск новых прозрачных керамических материалов и совершенствуются технологии их синтеза.

Среди таких материалов хорошо известен сцинтиллятор на основе алюмоиттриевого граната Ce^{3+} :Y₃Al₅O₁₂ (Ce:YAG). На сегодняшний день разработаны различные способы изготовления сцинтилляторов на основе YAG в виде монокристаллов или оптически прозрачных керамик. Одним из методов получения сцинтилляционной Ce:YAG керамики является метод твердофазных реакций, на завершающей стадии которого используется вакуумное спекание. Особенностью данного метода является то, что после вакуумного спекания керамика обычно имеет темный цвет и низкую прозрачность из-за наличия в ней точечных вакансионных дефектов типа F-центров, создающиеся вследствие дефицита ионов кислорода O^{2-} при вакуумном спекании. Для удаления F-центров (просветления) керамика подвергается отжигу в воздушной атмосфере, что приводит к существенному уменьшению F-центров в структуре YAG. Наличие F-центров в решётке YAG также отрицательно сказывается на люминесцентных характеристиках допанта, ионах Ce. Близость ионных радиусов Y³⁺ (0,122 нм) и Ce⁴⁺ (0,128 нм) в двенадцатикратной координации в отличие от Ce³⁺ (0,148 нм) и наличие вакансионных дефектов приводит к появлению не проявляющих люминесцентных свойств ионов Ce⁴⁺ в структуре YAG вместо люминесцирующих Ce³⁺.

Целью данной работы являлось экспериментальное наблюдение за процессом отжига точечных дефектов в образцах оптической керамики Ce:YAG и влияние этих дефектов на люминесцентные свойства примесных центров Ce³⁺ в YAG путём последовательного отжига образцов в воздушной атмосфере и анализа люминесцентно-оптических свойств на каждой стадии обработки.

Керамика синтезировалась методом твердофазных реакций с концентрацией Се 0,1, 0,2, 0,5, 1 и 2 ат.% из нанопорошков полученных методом лазерной абляции [3]. Оптикосцинтилляционным измерениям подвергались образцы сразу после вакуумного спекания, после атмосферного отжига при 1300 °C в течение 5 часов и после отжига 10 часов, что в сумме составляет 15 часов.

Список литературы

- 1. C. Greskovich, S. Duclos, Annu. Rev. Mater. Sci., 27, №1, 69-88, (1997).
- 2. V.V. Osipov, A.V. Ishchenko, V.A. Shitov, et al. Opt.Mat., 71, 98-102, (2017).
- 3. V.V. Osipov, Yu.A. Kotov, M.G. Ivanov et al., Las. Phys., 16, 116-125, (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ БОРАТНОГО СТЕКЛА, ЛЕГИРОВАННОГО ИОНАМИ ХРОМА Агафонова Д.А., Бабкина А.Н., Зырянова К.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию оптических и люминесцентных свойств боратного стекла, легированного ионами хрома. Синтезировано стекло, с содержанием в нём хрома 0,05 моль%. Измерены спектры поглощения и люминесценции стекла после проведения термообработки. Впервые были измерены кривые затухания люминесценции хромосодержащих стёкол.

С точки зрения оптических свойств особый интерес представляют наноразмерные кристаллы, которые содержат примесные ионы переходных металлов. Данные объекты могут быть получены в стеклообразных матрицах. В настоящей работе применяется основной метод их получения, основанный на контролируемой нуклеации нанокристаллов в матрице, путем изотермической обработки стекла при определенных температурах [1].

Лазеры, основанные на кристалле рубина, активно применяются в медицине. Сейчас актуальной задачей является получения его аналога, в связи с дороговизной сырья и сложной технологией создания. Его аналогом могут являться стёкла, легированные ионами хрома. Существует единичное количество работ, посвященных разработке и созданию стеклокристаллических материалов, в которых хром входит в кристаллическую фазу [1, 2].

Целью данной работы является создание и исследование боратного стекла, легированного ионами хрома.

Было синтезировано боратное стекло состава 12,5K₂O-12,5Li₂O-25Al₂O₃-50B₂O₃ с содержанием в нём хрома 0,05 моль%. Хром был введен в состав в виде оксида Cr₂O₃. Стекло синтезировалось в корундовом тигле при температуре 1400°C с перемешиванием расплава платиново-родиевой мешалкой.

Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре Lambda 650 в диапазоне 300-850 нм, с шагом 0,1 нм и временем интеграции 1 с. Спектры люминесценции в видимой области и кривые затухания в максимуме полос люминесценции были измерены на установке, схема которой представлена на Рис. 1. Излучение импульсного лазера с длиной волны 532 нм возбуждает люминесценцию в образце, сигнал от которого регистрируется приемником, и на осциллографе наблюдается кривая затухания люминесценции.



Рис. 1. Схема установки для определения времени затухания люминесценции. На схеме: 1 - импульсный лазер, 2 - криостат, 3 - короткофокусный объектив, 4 - монохроматор, 5 осциллограф

Были получены спектры поглощения стекла после проведения термообработки образцов в градиентной печи. У образцов существует две полосы поглощения с максимумами на 435 нм и 605 нм. При повышении температуры термообработки максимумы сдвигаются в коротковолновую область.

После проведения термической обработки при температурах выше температуры кристаллизации нанофазы, содержащей хром, стекло приобрело розоватый оттенок, и спектр люминесценции, представленный на Рис. 2, стал схож с люминесценцией кристалла рубина.



Рис. 2. Спектр люминесценции исследуемого стекла после термообработки при 600°С в течении часа

Результаты рентгенофазового анализа показали, что после термообработки в матрице стекол выделяется кристаллическая фаза LiAl₇B₄O₁₇: Cr³⁺.

В результате работы было получено стекло, с содержанием в нём хрома 0,05 моль%. Были измерены спектры поглощения и спектры люминесценции, которые оказались схожими с люминесценцией кристалла рубина в области R-линий в связи с выделением после термообработки в матрице стекла кристаллической фазы LiAl₇B₄O₁₇: Cr³⁺.Получены спектры люминесценции стекла после проведения термообработки разной длительности. Были измерены кривые затухания люминесценции хромсодержащего стекла при комнатной температуре и температуре кипения жидкого азота.

Список литературы

1. Бабкина А.Н., Горбачев А.Д., Зырянова К.С., Никоноров Н.В., Нурыев Р.К., Степанов С.А., Исследование влияния окиси лития на спектральные свойства калиевоалюмоборатных стекол, активированных ионами хрома // Оптика и спектроскопия, **123**, № 3, С. 337-343, (2017).

2. Горбачев А.Д., Никоноров Н.В., Степанов С.А., Нурыев Р.К., Ширшнев П.С., Исследование оптических и люминесцентных свойств калиево-алюмоборатных стекол, активированных ионами хрома Cr³⁺ // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики, **16**, № 1(101), С. 191-194, (2016).

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ХАРАТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОЙ КЕРАМИКИ НА ОСНОВЕ ТВЁРДОГО РАСТВОРА Уb:(Lu,Y)₂O₃ Лукьяшин К.Е., Максимов Р.Н., Шитов В.А., Волков М.Р.*, Вадимова О.Л.*, Снетков И.Л.* Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия *Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Сообщается о синтезе оптической керамики на основе твёрдого раствора сесквиоксидов иттрия и лютеция, активированного иттербием, посредством твердофазного спекания наноразмерных частиц заданного состава, полученных методом лазерной абляции. Приводятся результаты исследования её спектроскопических и генерационных характеристик.

В настоящее время оптические керамики на основе твёрдых растворов сесквиоксидов иттрия, скандия и лютеция вызывают повышенный интерес для использования в качестве активных сред твердотельных лазеров, генерирующих импульсы излучения ультракороткой длительности [1]. Благодаря локальному перекрытию двух спектров эмиссии активных ионов в разных кристаллических матрицах достигается неоднородное уширение полосы усиления, что позволяет получать более высокие значения пиковой мощности по сравнению с тем, что реализуются в однокомпонентных лазерных средах. В данной работе мы провели анализ спектроскопических особенностей и генерационных характеристик керамики на основе твёрдого раствора Yb:(Lu,Y)₂O₃ в сравнении с образцом Yb:Y₂O₃.

Исследуемые керамики были изготовлены в Институте электрофизики УрО РАН посредством твердофазного спекания нанопорошков сложного химического состава. В качестве исходных материалов использовались наноразмерные частицы, синтезированные методом лазерной абляции мишеней [2]. Твёрдые мишени приготавливались из микроразмерных порошков Yb₂O₃, Y₂O₃ и Lu₂O₃ с содержанием основного вещества не менее 99.95%, которые смешивались в соотношениях Yb_{0.06}Y_{1.94}O₃ и Yb_{0.1}Lu_{0.3}Y_{1.6}O₃. Для сокращения и удобства далее используется следующая запись данных составов: Yb:Y₂O₃ и Yb:(Lu,Y)₂O₃, соответственно. Прокаленные наночастицы одноосным давлением 200 МПа компактировались в заготовки цилиндрической формы диаметром 14 мм и толщиной 3–4 мм. Спекание компактов производилось в вакуумной печи при температуре 1780°C в течение 20 часов. После спекания образцы подвергались просветляющему обжигу на воздухе при 1400°C в течение 2 часов.

На рис. 1 представлены спектры пропускания и фотографии образцов синтезированных $Yb:Y_2O_3$ и $Yb:(Lu,Y)_2O_3$ керамик толщиной ~0.2 мм, полученные с помощью спектрофотометра СП–256 УФВ (ЛОМО). Также на графике показана теоретическая кривая пропускания Y_2O_3 , рассчитанная с использованием известных значений показателя преломления. Видно, что измеренные значения пропускания в видимой и ближней инфракрасной областях спектра практически совпадают с расчётными, что свидетельствует о высоком оптическом качестве синтезированных керамик.

При исследовании спектроскопических характеристик синтезированных керамик основное внимание уделялось анализу спектров поглощения и усиления. Для получения спектров усиления применялся метод Маккамбера [3], который обобщает соотношение Эйнштейна для сечений поглощения и усиления на случай сильносвязанных уровней энергии.

Расчётные спектры поглощения и усиления синтезированных Yb:Y₂O₃ и Yb:(Lu,Y)₂O₃ керамик приведены на рис. 2. При замещении части катионов Y³⁺ катионами Lu³⁺ в матрице оксида иттрия происходит смещение максимумов полос поглощения и люминесценции ионов Yb³⁺. Например, пик бесфононной линии поглощения сдвигается с 976.8 на 976.4 нм, а полоса усиления с максимумом при 1031.5 нм смещается в длинноволновую область на 0.5 нм. Кроме того, при введении Lu₂O₃ происходит уширение контура полосы усиления с 15 до 17 нм на полувысоте для пика в окрестности 1031 нм.



Рис. 1. Спектры пропускания и фотографии синтезированных керамик. Штриховая линия - теоретическая кривая пропускания Y₂O₃



Рис. 2. Расчётные спектры поглощения и усиления синтезированных керамик

Для исследования генерационных характеристик использовались керамические активные элементы толщиной ~200 мкм. Детальное описание схемы лазерного резонатора представлено в работе [4]. Диаметр пятна накачки составлял 5 мм. Было организовано 12 V-проходов накачки через активный элемент. Лазерная генерация была получена для выходных зеркал с коэффициентами отражения 97%, 95% и 90% на длине волны 1030 нм в квазинепрерывном режиме при накачке импульсами длительностью 3.5 мс с частотой повторения 9.7 Гц. Зависимости выходной мощности лазерной генерации от мощности накачки представлены на рис. 3. Максимальная дифференциальная эффективность 32.3% лазерной генерации со средней мощностью 10 Вт была получена в образце Yb:(Lu,Y)₂O₃ при использовании выходного зеркала с пропусканием 10%. Низкая эффективность генерации в образце Yb:Y₂O₃ связана с повреждением диэлектрического покрытия при монтаже активного элемента на теплоотвод.



Рис. 3. Зависимости мощности лазерной генерации от мощности накачки для керамических тонких дисков Yb:Y₂O₃ (a) и Yb:(Lu,Y)₂O₃ (b) при различном пропускании выходного зеркала T

Дополнительно измерялись спектры генерации при одинаковой мощности накачки, но разном коэффициенте пропускания выходного зеркала (рис. 4). Как было показано выше на спектрах усиления (рис. 2), при введении оксида лютеция в матрицу Yb:Y₂O₃ происходит сдвиг максимума спектра лазерной генерации в длинноволновую область, а также уширение контура на полувысоте. В частности, при использовании выходного зеркала с пропусканием 3% ширина спектра генерируемого излучения на полувысоте увеличивается с 2.4 до 2.6 нм в керамике на основе твёрдого раствора оксидов лютеция и иттрия. Полученная активная среда Yb:(Lu,Y)₂O₃ обладает достаточно широким спектром усиления, высоким оптическим качеством и может быть

использована в дальнейшем для генерации импульсов лазерного излучения ультракороткой длительности.



Рис. 4. Нормированные спектры лазерной генерации керамик Yb:Y₂O₃ и Yb:(Lu,Y)₂O₃ при одинаковой мощности накачки и различном пропускании выходного зеркала

Таким образом, в работе исследованы спектроскопические и генерационные характеристики керамик Yb:Y₂O₃ и твёрдого раствора Yb:(Lu,Y)₂O₃, изготовленных посредством твердофазного вакуумного спекания нанопорошков, синтезированных методом лазерной абляции. Коэффициент пропускания образцов толщиной 0.2 мм достигал 81.6% в ближней ИК области спектра, что практически соответствует теоретическому значению для Y₂O₃ (81.9%). Показано, что замещение части катионов Y³⁺ катионами Lu³⁺ приводит к смещению максимумов полос поглощения и люминесценции ионов Yb³⁺, а также к уширению спектров усиления и лазерной генерации. В импульсно-периодическом режиме продемонстрирована лазерная генерация со средней мощностью 10 Вт и дифференциальной эффективностью 32.3%. Синтезированная активная среда на основе твёрдого раствора Yb:(Lu,Y)₂O₃ является перспективной для генерации лазерных импульсов предельно короткой длительности.

Исследования по изготовлению и оптической характеризации образцов керамики выполнялись при поддержке проекта РФФИ №18-03-00649 А. Изготовление активных дисковых элементов, и исследование их генерационных характеристик выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №18-12-00416).

Список литературы

1 Y. Wang, W. Jing, P. Loiko, Y. Zhao, H. Huang, X. Mateos, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, U. Greibner, V. Petrov, *Opt. Express*, **26**, №8, 10299-10304, (2018).

2. V.V. Osipov, V.V. Platonov, V.V. Lisenkov, A.V. Podkin, E.E. Zakharova, *Phys. Status Solidi* C, **10**, No6, 926-932, (2013).

3. D.E. McCumber, Phys. Rev., 136, A954, (1964).

4. И.Л. Снетков, О.В. Палашов, В.В. Осипов, И.Б. Мухин, Р.Н. Максимов, В.А. Шитов, К.Е. Лукьяшин, *Квантовая электроника*, **46**, №7, 586-588, (2016).

ВЛИЯНИЕ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ И СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ДИСПЕРСИЮ ПОЛЯРИТОНОВ В 1D РЕШЕТКЕ МИКРОПОР Паладян Ю.А., Федоров С.А., Румянцев В.В.

ГУ «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»,

Донецк, Украина

Выполнено численное моделирование дисперсии электромагнитных возбуждений в неидеальной цепочке микропор. Исследованы особенности влияния однородной упругой деформации и дефектов структуры 1D решетки микропор на энергетическую структуру спектра элементарных возбуждений и оптические свойства исследуемой системы.

В настоящее время интенсивно развивается фотоника несовершенных структур. В частности, работа авторов посвящена изучению дисперсии экситоноподобных электромагнитных возбуждений в решетке связанных микрорезонаторов с дефектами [1]. Проведенные в рамках неидеальной фотоники исследования показали, что введением в исследуемую систему определенных дефектов или в результате управляемого внешнего воздействия (например, упругой деформации [2]) можно добиться необходимого изменения энергетического спектра элементарных электромагнитных возбуждений и оптических свойств материала, обусловленных перестройкой исследуемой структуры.

В данной работе, исходя из представлений о фотонных решетках [3], авторы рассмотрели 1D топологически упорядоченную систему пор – туннельно связанных микрорезонаторов, содержащих квантовые точки. В рамках приближения виртуального кристалла [4] исследованы особенности дисперсии электромагнитных возбуждений в такой системе, вызванные как вариацией расстояний между резонаторами, так и вариацией квантовых точек по составу, изучено влияние однородной упругой деформации на изменение спектра поляритонных возбуждений в исследуемом массиве микропор.

Опираясь на разработанный в [1, 3] подход, рассмотрим подробнее электромагнитные возбуждения в решетке микропор с произвольным числом *s* подрешеток. Причем каждый из туннельно связанных микропор-микрорезонаторов содержит по одной оптической моде. В случае упругих деформаций гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ электромагнитных возбуждений, локализованных в резонаторах, зависит от тензора деформации $\hat{\varepsilon}$. В предположении, что плотность возбужденных состояний элементов в резонаторной и атомарной подсистемах мала, гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ в одноуровневой модели в приближении Гайтлера-Лондона [5], имеет вид:

$$\hat{H}\left(\hat{\varepsilon}\right) = \sum_{\substack{\mathsf{r},m,\alpha,\beta,\\\lambda,\sigma}} D_{n\alpha,m\beta}^{\lambda\sigma}\left(\hat{\varepsilon}\right) \hat{\Phi}_{n\alpha\lambda}^{\dagger} \hat{\Phi}_{m\beta\sigma}^{\dagger} = \sum_{\substack{\alpha,\beta,\lambda,\sigma\\k}} D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma} \begin{pmatrix}\mathsf{I}\\k,\hat{\varepsilon}\end{pmatrix} \hat{\Phi}_{\alpha\lambda}^{\dagger} \begin{pmatrix}\mathsf{I}\\k\end{pmatrix} \hat{\Phi}_{\beta\sigma} \begin{pmatrix}\mathsf{I}\\k\end{pmatrix}, \tag{1}$$

где

$$D_{n\alpha,m\beta}^{l1}\left(\hat{\varepsilon}\right) = h\omega_{n\alpha}^{\rho t}\delta_{n\alpha,m\beta}^{r} + V_{n\alpha,m\beta}^{r}\left(\hat{\varepsilon}\right), D_{n\alpha,m\beta}^{2^{2}} = h\omega_{n\alpha}^{\rho h}\delta_{n\alpha,m\beta}^{r} - A_{n\alpha,m\beta}^{r}\left(\hat{\varepsilon}\right),$$
$$D_{n\alpha,m\beta}^{l2}\left(\hat{\varepsilon}\right) = D_{n\alpha,m\beta}^{2^{1}}\left(\hat{\varepsilon}\right) = g_{n\alpha}^{r}\left(\hat{\varepsilon}\right)\delta_{n\alpha,m\beta}^{r}, \hat{\Phi}_{n\alpha}^{\ell=2} = \hat{\Psi}_{n\alpha}^{r}, \quad \hat{\Phi}_{n\alpha}^{\ell=1} = \hat{B}_{n\alpha}$$
(2)

В выражениях (1), (2) $\omega_{n\alpha}^{ph}$ – частота фотонной моды электромагнитного возбуждения, локализованного в $\dot{n}\alpha$ -ом узле (резонаторе), $\hat{\Psi}_{n\alpha}^{\dagger}$, $\hat{\Psi}_{n\alpha}^{t}$ – Бозе-операторы рождения и уничтожения этой фотонной моды в узельном представлении, $\hbar\omega_{n\alpha}^{at}$ –энергия возбуждения квантовой точки в узле $\dot{n}\alpha$, $\hat{B}_{n\alpha}^{t}$, $\hat{B}_{n\alpha}^{t}$ – Бозе-операторы рождения и уничтожения этого возбуждения, $A_{r\alpha}^{t} (\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия, характеризующая перекрытие оптических полей резонаторов $\dot{n}\alpha$ -го и $\dot{m}\beta$ -го узлов решетки и, следовательно, определяющего вероятность перескока соответствующего электромагнитного возбуждения, $V_{\underline{n}\alpha m\beta}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\dot{n}\alpha$ и $\dot{m}\beta$, $g_{n\alpha}^{t}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовой точки в узле $\dot{n}\alpha$ с локализованным в этом узле узле узне $\dot{n}\alpha$

полем. Индексы *λ*, *σ* фиксируют наличие или отсутствие (при значении 2) квантовой точки в соответствующей микропоре.

В последнем соотношении равенства в (1) (сумма по
$$\dot{k}$$
): матрицы $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\dot{k},\hat{\varepsilon})$ и $\Phi_{\alpha\lambda}(\dot{k})$
имеют вид соответственно: $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\dot{k},\hat{\varepsilon}) = \sum_{m} D_{n\alpha m\beta}^{\lambda\sigma_{r}}(\hat{\varepsilon}) \exp\left[i\dot{k}\cdot(\overset{r}{r}_{n\alpha}-\overset{r}{r}_{m\beta})\right]$ и

 $\hat{\Phi}_{\alpha\lambda} \begin{pmatrix} \mathbf{r} \\ k \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{h} \hat{\Phi}_{n\alpha\lambda}^{\mathsf{r}} \exp\left(-i \overset{\mathsf{r}}{k} \cdot \overset{\mathsf{r}}{n_{\alpha}}\right) \quad (N - \mathsf{число элементарных ячеек исследуемой решетки).$

Такое представление матриц оказалось возможным в силу сохранения трансляционной инвариантности системы при однородных деформациях. Заметим, что волновой вектор k, характеризующий собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна, которая вследствие произвольной деформации является функцией тензора деформации $\hat{\varepsilon}$. Расчет собственных значений гамильтониана (1) проведен путем его диагонализации в результате применения преобразования Боголюбова-Тябликова [5]. Выполнение указанной процедуры, позволяет получить следующее

выражение (3), определяющее спектр элементарных возбуждений $\Omega(\dot{k}, \hat{\varepsilon})$:

$$\det \left\| D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma} \begin{pmatrix} \mathbf{f} \\ k, \hat{\varepsilon} \end{pmatrix} - \mathbf{h} \Omega \begin{pmatrix} \mathbf{f} \\ k, \hat{\varepsilon} \end{pmatrix} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\lambda\sigma} \right\| = 0.$$
(3)

На основе приведенной выше теории рассмотрим конкретную модельную одноподрешеточную цепочку одинаковых микропор, содержащих случайным образом квантовые точки двух типов с концентрациями соответственно $C_C^{(1)}$ и $C_C^{(2)}$. Причем ближайшие соседи (поры-микрорезонаторы) также случайным образом удалены друг от друга на расстояниях либо $a_1(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(1)}$, либо $a_2(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(2)}$ (причем $C_C^{(2)} = 1$, следовательно $C_C^{(1)} = 1 - C_C^{(2)} \equiv C_C$ и $C_T^{(1)} + C_T^{(2)} = 1$, $C_T^{(2)} \equiv C_T$).

Численный расчет соответствующих величин выполнен для конкретных модельных значений частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах с собственной частотой $\omega^{ph} = 2\pi \times 387,5 \ T\Gamma u \approx 2434 \cdot 10^{12} \ \Gamma u$, квантовых точек с частотами возбуждения $\omega_1^{at} = 2\pi \cdot 191 \, T\Gamma \mu \approx 1200 \cdot 10^{12} \, \Gamma \mu$ и $\omega_2^{at} = 2\pi \cdot 202 \, T\Gamma \mu \approx 1269 \cdot 10^{12} \, \Gamma \mu$. Значения параметров $A(a_1), V^{\nu\mu}(a_1)$ считаем равными: $A/2h = 8 \cdot 10^{13} \Gamma \mu, V^{11}/2h = 1 \cdot 10^{13} \Gamma \mu, V^{22}/h = 3 \cdot 10^{13} \Gamma \mu,$ причем полагаем, что $V^{12} \approx V^{21} = 6 \cdot 10^{13} \, \Gamma \mu$, $g^{(1)}/h = 5 \cdot 10^{12} \, \Gamma \mu$, $g^{(2)}/h = 1.5 \cdot 10^{12} \, \Gamma \mu$ (в рамках используемого приближения величина резонансного взаимодействия квантовой точки в соответствующем узле решетки с локализованным в данном узле электромагнитным полем от параметра ε деформации не зависит), периоды решетки равны $a_1 = 3 \cdot 10^{-6} M$ и $a_2 = 7 \cdot 10^{-6} M$. Поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_{_C}, C_{_T})$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов, представлены на Рис. а, б. При ЭТОМ надо иметь ввиду, что k изменяется В пределах: $\frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T \left[a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)\right]} \le k \le + \frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T \left[a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)\right]},$ величина C_T изменяется от 0 до 1.

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



Рисунок. Дисперсионная зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке 1D микрорезонаторов

Список литературы

1. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin, *Nature*. *Scientific Reports.*, **4**, 6945, (2014).

2. С.В. Дмитриев, Ю.А. Баимова, ЖТФ, 81, № 11, 71-76, (2011).

3. В.В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник, *ФТТ*, **59**, 741-747, (2017).

4. Дж. Займан, Модели беспорядка, М.: Мир, 592, (1982).

5. В.М. Агранович, Теория экситонов, М.: Наука, 384, (1968).

СВОЙСТВА ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО ХЛОРИДОМ ЖЕЛЕЗА (III) МАЛОСЛОЙНОГО ГРАФЕНА В ВИДИМОМ, ИНФРАКРАСНОМ И ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНАХ ЧАСТОТ

Жукова М.О., Грачев Я.В., Азина Л.В., Цыпкин А.Н., Ковальска* Е.,

Балдычева* А., Беспалов В.Г.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия * The University of Exeter, Эксетер, Великобритания

В данной работе исследуются характеристики интеркалированных хлоридом железа (FeCl₃) образцов однослойного и малослойного графена на подложках из стекла, сапфира и пленки полиимида Kapton в ультрафиолетовом, видимом, ближнем инфракрасном и терагерцовом спектральных диапазонах.

Графен за последние десятилетие привлек большое количество исследователей благодаря своим уникальным электрическим и оптическим свойствам и возможным применениям [1] в наноэлектронике, в быстрых оптических фотоприемниках, модуляторах и фильтрах. Также наблюдается интерес к созданию систем в терагерцовом диапазоне частот (ТГц), а именно терагерцовых спектрометров с разрешением во времени, основанных на фемтосекундных ближних инфракрасных лазерах. Данная область науки и техники сталкивается с проблемой отсутствуя эффективных и компактных материалов для генерации, детектирования и преобразования ТГц излучения. В последние годы больше исследовательских групп изучают перспективные двумерные материалы [2], особенно графен. Для применения графена в конкретном диапазоне частот, необходимо регулировать свойства графена, что можно реализовать пи использовании химической легирующей примеси.

В данной работе исследуются различные структуры на основе графена с легирующей примесью FeCl₃ [3] на подложках из стекла, сапфира и полиимидной пленки (Kapton) в спектральных диапазонах от ультрафиолетового, видимого, ближнего инфрарасного до терагерцового, для выявления уникальных свойств, которые могут использоваться для эффективного преобразования оптического излучения в ТГц, а также для использования модификаций графена в качестве перспективных ТГц-модуляторов.

Образцы были изготовлены в Центре Наук о Графене в Университете Эксетера. Все образцы графена (однослойные SLG, несколько слоев (5-6 атомных слоев) – FLG, и многослойные (50-60 атомных слоев) – MLG) были синтезированы на металлических катализаторах с использованием системы химического осаждения из газовой среды и метана в качестве источника углерода. Образцы FLG и MLG затем были интеркалировали (i-FLG и i-MLG, соответственно) парами FeCl₃ (хлоридом железа (III)) в системе CVD. После роста металлический катализатор вытравливался, и слои графена переносились на различные подложки: стекло, сапфир и полиимид толщиной 1 мм, 0,8 мм и 0,125 мм, соответственно.

Измерения пропускания образцов в ультрафиолетовом-инфракрасном диапазоне частот (200-1100 нм) проводились с использованием спектрофотометра исследовательского класса Evolution-300. Результаты пропускания образцов представлены на рисунке 1. Можно заметить, что интеркалирование графена приводит к просветлению слоев начиная от 700 нм.


Рис. 1. Пропускание образцов графена на различных подложках в УФ-ВИД-ИК диапазоне частот

Дальнейшие эксперименты проводились в терагерцовом диапазоне частот на лабораторном ТГц спектрометре с разрешением во времени [4]. Спектры пропускания широкополосного ТГц излучения (0,1-2 ТГц) через нелегированные и интеркалированные FeCl₃ образцы представлены на рисунке 2.







Рис. 3. Пропускание слоев графена в ТГц диапазоне относительно стекла, сапфира и полиимида Kapton

Показано, что за счет увеличения количества слоев графена от 1 до 50 пропускание ТГц излучения в диапазоне от 0,1 до 1 ТГц уменьшается. Для определения влияния интеркаляции слоев графена на пропускание образцов следует учитывать различное пропускание используемых подложек. Если рассмотреть пропускание слоев графена относительно подложки, а не окружающей среды - воздуха, мы можем заметить влияние интеркаляции, и для разных подложек оно будет отличаться (см. рис. 3). Провал, возникающий в спектре пропускания слоев графена на сапфировой подложке в диапазоне 0,4-0,8 ТГц, может быть вызван поглощением поляритонов. Чтобы обнаружить и подтвердить этот эффект, необходимы исследования в геометрии на отражения, которые будут произведены в дальнейших работах.

Список литературы

1. M. Dragoman, D. Dragoman, 2D Carbon-Based Nanoelectronics. In 2D Nanoelectronics, *Springer International Publishing*, (2017).

2. R. Mas-Balleste, C. Gomez-Navarro, J. Gomez-Herrero, F. Zamora, Nanoscale, 3, 20-30, (2011).

3. I. Khrapach et al., Advanced materials, 24, 2844-2849, (2012).

4. M.O. Osipova, Y.V. Grachev and V.G. Bespalov, Asia Communications and Photonics Conference 2014, OSA Technical Digest, AF4A.5, (2014).

ИК СПЕКТРОСКОПИЯ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdS И ТЕНОИЛТРИФТОРАЦЕТОНАТА ЕВРОПИЯ Смирнов М.С., Овчинников О.В., Звягин А.И., Кондратенко Т.С.,

Перепелица А.С., Гревцева И.Г.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В работе исследуются гибридные наноструктуры, собранные из коллоидных квантовых точек CdS, пассивированных тиогликолевой кислотой и теноилтрифторацетоната европия, методами абсорбционной, люминесцентной, ИК и время-разрешённой спектроскопии. Сделан вывод об адсорбции дикетоната европия на поверхности квантовых точек.

Полупроводниковые кристаллы и диэлектрики, легированные редкоземельными элементами, находят обширные применения в качестве материалов для твердотельных лазеров, волоконных усилителей, биометок, солнечных элементов, и т.д. Значительный интерес представляют легированные РЗЭ ионами квантовые точки (КТ), чьи собственные оптические и электронные свойства обладают размерной зависимостью.

Особый интерес существует легированию ионами европия Eu³⁺, поскольку они интенсивно люминесцируют в красной области спектра (вблизи 615 нм), и имеют магнитный отклик. К настоящему времени существует большое количество методик легирования полупроводниковых кристаллов и диэлектриков РЗЭ. Большая доля методик включает в себя использование высоких температур (T > 400°C).

Альтернативой является метод коллоидного синтеза в присутствии серусодержащих пассиваторов. Подход заключается в приготовлении комплекса иона металла и тиола при повышении pH > 7 с последующим добавлением раствора халькогенида. Применение такого подхода получения легированных КТ различного состава ионами европия не позволяют добиться высокого квантового выхода внутрицентровой люминесценции, из-за склонности ионов европия превращаться в нерастворимый в воде гидроксид при pH больше 7.

В данной работе представляются спектроскопические исследования гибридных наноструктур, состоящих из коллоидных КТ CdS, пассивированных тиогликолевой кислотой (TGA), и легированных ионами европия. Строение гибридных наноструктур исследуются методом ИК спектроскопии.

Коллоидные КТ CdS, стабилизированные тиогликолевой кислотой (TGA), синтезированы по разработанной ранее методике [1]. Для синтеза CdS/TGA использовали раствор прекурсора Cd²⁺/TGA, полученный смешиванием CdBr₂ и TGA с последующим повышением pH до 7. В приготовленный раствор Cd²⁺/TGA быстро доливали 50 мл водного раствора Na₂S. После к КТ CdS добавляли ацетон до 50% раствора, центрифугировали и повторно растворяли в бидистилированной воде.

Раствор дикетоната европия приготавливали из хлорида европия и 4,4,4-трифтор-1-(тиофен-2-ил)бутан-1,3-диона (теноилтрифторацетона или ТТА). Хлорид европия растворяли в 50% водно-этанольной смеси, добавляли теноилтрифторацетон и медленно повышали pH до 6.8. Легирование КТ CdS дикетонатом европия осуществляли путем введения в коллоидный раствор с КТ на стадии их кристаллизации соответствующего этанольного раствора.

На рис. 1 представлены спектры люминесценции КТ CdS/TGA в этанольном растворе, а также их смесей с дикетонатом европия. Максимум полосы люминесценции КТ CdS расположен в области 530 нм. Свечение осуществляется с участием ловушек.

В спектре люминесценции дикетоната европия присутствует несколько узких пиков: при 592 нм обусловлен переходами между термами ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{1}$, 615 нм, 653 нм и 702 нм - ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{2}$, ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{3}$ и ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{4}$.

При введении этанольных растворов дикетоната европия в коллоидный раствор с формирующимися КТ CdS наблюдали значительные изменения в спектре люминесценции (рис.1) и кинетике затухания люминесценции (рис. 1, Inset):

- При увеличении концентрации КТ CdS интенсивность люминесценции европия во всех полосах сначала растёт в 5 раз, достигая максимума, а затем падает.



Рис. 1. Спектры люминесценции гибридных наноструктур CdS/TGA+Eu³⁺:TTA. На врезке кинетика затухания люминесценции в максимуме полосы свечения CdS/TGA и Eu³⁺:TTA

- Также растёт интенсивность в рекомбинационной полосе, значительно быстрее, относительного роста концентрации КТ.

- При увеличении концентрации КТ CdS до 23 % замедляется затухание люминесценции в полосе обусловленной Eu³⁺ (615 нм).

- Также растёт интенсивность свечения Eu³⁺ в начальной точке затухания его люминесценции, измеряемая при постоянных условиях.

- Для КТ CdS при повышении концентрации дикетоната европия монотонно ускоряется затухание люминесценции в рекомбинационной полосе.

На основании этих фактов можно сделать следующие выводы: Для всех образцов смесей КТ CdS и Eu³⁺:TTA наблюдается значительное взаимодействие между компонентами. При 23 % содержании КТ CdS в растворе, все комплексы Eu³⁺:TTA находятся во взаимодействии с KT CdS. Также при этой концентрации, и все КТ CdS находятся во взаимодействии с Eu³⁺:TTA. Увеличение времени жизни люминесценции Eu³⁺ при добавлении КТ CdS указывает на изменение ближайшего окружения Eu³⁺. Вероятны два типа подобных ассоциатов: i - заменяется часть молекул TTA на молекулы TGA и образуется карбоксилатный комплекс. При этом ион Eu³⁺ присоединяется к карбоксильной группе TGA, адсорбированной на поверхности КТ. Строение такого комплекса можно представить в виде CdS/TGA/Eu³⁺. Ассоциат ii Eu³⁺ адсорбируется на КТ CdS и встраивается в приповерхностный слой КТ CdS. Формируется структура типа ядро/оболочка КТ CdS/CdS:Eu³⁺:TTA(TGA), пассивированная как молекулами TGA, так и молекулами TTA.

Установление особенностей строения комплексов Eu³⁺:TTA и KT CdS будем проводить с использованием ИК спектроскопии. На рис. 2 представлены спектры ИК поглощения енольной формы TTA, теноилтрифторацетоната европия, КТ CdS, пассивированных TGA и гибридной наноструктуры.

Интерпретацию ИК спектров будем проводить с учётом предложенных двух типов гибридных структур. Особое внимание уделим полосам поглощения карбоксильной группой тиогликолевой кислоты и карбонильной группой теноилтрифторацетона.

В комплексных соединениях β -дикетонов в спектральной области 1710–1480 см⁻¹ наблюдали основные характеристические частоты. Они соответствуют валентным колебаниям C=O групп и кратных C=C связей дикетонного фрагмента). В низкочастотной области ($\nu \leq 500$ см⁻¹) наблюдали полосы, обусловленные колебаниями Металл-О. Однако точное отнесение этих полос не является тривиальной задачей. ТТА в твёрдом состоянии находится преимущественно в енольной форме, и полосы с частотами 1640 и 1590 см⁻¹ можно соотнести с колебаниями C=C-C=O. Частоты 1414 и 1361 см⁻¹ соответствуют валентным колебаниям С-O и C-C=C-O групп. Причём частоты колебаний указывают на енольную группу, присоединённую вдали от тиофенового кольца. Комплексообразование иона Eu³⁺ к молекулам TTA приводит к кардинальным изменениям в ИК спектре. Валентные колебания C=O и C=C групп дикетононного фрагмента сдвигаются в длинноволновую сторону к 1604, 1540 и 1509 см⁻¹.



Рис. 2. ИК спектры поглощения и структуры исследуемых образцов

В ИК спектре поглощения КТ, пассивированных TGA, наблюдали несколько интенсивных полос поглощения. Полосы с частотами 1552 и 1390 см⁻¹ соответствуют антисимметричным и симметричным колебаниям СОО⁻ группы. При сборке гибридных наноструктур в ИК спектре поглощения присутствуют полосы, которые можно отнести к молекулам TGA и теноилтрифторацетонату европия. При этом полосы с частотами 1568 и 1397 см⁻¹ соответствуют антисимметричным и симметричным колебаниям СОО⁻ группы. Слабый высокочастотный сдвиг указывает на незначительное изменение взаимодействия их с окружением. Частоты полос поглощения теноилтрифторацетоната европия (1604 см⁻¹, 1540 см⁻¹, 1303 см⁻¹, 1247 см⁻¹, 1230 см⁻¹ ¹, 1189 см⁻¹, 1140 см⁻¹) оказываются также незначительно сдвинуты. Это указывает на сохранение строения компонентов при сборке гибридной наноструктуры. Необходимо отметить, что, несмотря на обнаруженный коротковолновый сдвиг двух полос поглощения для СОО⁻ группы от 1552 к 1568 см⁻¹ и от 1390 к 1397 см⁻¹ заряд этой группировки не скомпенсирован ионами европия. В противном случае в спектре появилась бы одна полоса поглощения, соответствующая С=О в нейтральной группе, в области 1670 см⁻¹, аналогично чистой тиогликолевой кислоте. Таким образом, можно сделать вывод, что наиболее предпочтительным строением гибридной наноструктуры является CdS/CdS:Eu³⁺:TTA(TGA). Это - случай, когда теноилтрифторацетонат европия адсорбирован ионом европия на поверхности КТ CdS. Эта структура покрыта как молекулами TGA, так и молекулами TTA.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 17-02-00748а).

Список литературы 1. М.С. Смирнов, и др., *Опт. и спектр.*, **125**, №2, 240-246, (2018).

ВЛИЯНИЕ ПАССИВАЦИИ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ LIBr И ПРОЦЕССА ДЛИТЕЛЬНОГО ХРАНЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Галкин* Н.Г., Ян** Д.Т., Галкин *К.Н., Боженко* М.В., Чусовитин* Е.А. *Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской Академии наук, Владивосток, Россия

**Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

В процессе исследования погружения слоев пористого кремния (ПК) в водные растворы LiBr и последующего их хранения до 150 дней установлены: (1) значения оптимальных концентраций LiBr (S/2 - S/3), которые обеспечивают максимальное увеличение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) за счет формирования связей Si-O-Li, что оптимально для повышения устойчивости слоев ПК при хранении; (2) причины «голубого» сдвига пика ФЛ для образцов с оптимальными концентрациями LiBr, заключающиеся в усилении окисления кремния при формировании связей Si-O-Li; (3) значения концентраций LiBr (S/4 – S/10), при которых не происходит формирование связей Si-O-Li и наблюдается снижение интенсивности спектров ФЛ за счет повышения числа оборванных связей на поверхности при дегидратации слоя ПК.

Введение

Пористый кремний (ПК) является перспективным материалом для светоизлучающих диодных структур, изготовленных на основе планарной кремниевой технологии, благодаря формирующейся при анодном травлении разветвленной наноструктуры и возникновению явления интенсивной видимой фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре [1]. Несмотря на длительное и широкомасштабное исследование излучающих свойств пористого кремния [2-7], этот материал к настоящему времени не получил широкого применения при создании современных светоизлучающих приборов (светодиодов, лазеров) вследствие недостаточной эффективности видимой электролюминесценции (ЭЛ) и быстрой деградации излучения, связанной с процессами окисления и разрушения тонких стенок и нанокристаллов в разветвленной структуре пористого кремния при его хранении на воздухе.

В представленной работе представлены результаты исследования влияния водных растворов LiBr с различными концентрациями на интенсивность фотолюминесценции пористого кремния, содержатся данные о влиянии кратковременного и длительного хранения в атмосферных условиях на кинетику изменения ФЛ и ее спектральный состав. Отдельно обсуждается влияние растворов LiBr на морфологию поверхности ПК.

Исследование воздействия водных растворов LiBr при погружении в них слоев пористого кремния на стабилизацию и усиление сигналов фотолюминесценции показали, что в период хранения до 150 дней наблюдается заметное увеличение интенсивности ФЛ для отдельных концентраций водных растворов. Установлено, что существует ряд концентраций бромида лития, которые обеспечивают максимальное увеличение интенсивности ФЛ. В случае водного раствора LiBr эти концентрации варьируются от 1/2 до 1/3 предельной растворимости (S) LiBr в воде при сроках хранения от 90 до 150 дней. В процессе хранения в дополнение к увеличению интенсивности ФЛ наблюдается «голубое» смещение пика ФЛ, что соответствует частичному уменьшению размеров нанокристаллов в слое ПК, например, из-за проникновения ионов лития в нижележащие НК через сформированные связи Si-O-Li. Однако при меньших концентрациях LiBr (S/4 и S/10) наблюдается сложный характер изменения энергетического положения пика ФЛ (увеличение, либо уменьшение), что отражает перераспределение вкладов в сигнал ФЛ от малых и больших НК в слое ПК при увеличении времени хранения до 150 дней). Малые значения интенсивности ФЛ коррелируют с повышенной плотностью оборванных связей, которые не замещаются на связи Si-O-Li. Анализ данных спектров КРС для эталона ПК и образца S/2 показал наличие аморфизованного кремния и нанокристаллов кремния с размерами от 0.9 нм до 1.9 нм, определяющих прямые излучательные переходы в ПК, но вклад в спектр КРС адсорбированного

лития не обнаружен. Оптимальной для пассивации пористого кремния методом погружения в водный раствор LiBr является концентрация ½ от предельной растворимости S.

Список литературы

1. Canham L.T. // Appl. Phys. Lett. - 1990. V. 57. №10. P. 1046.

2. Daami A., Bremond G., Stalmans L., Poortmans J. // J. Lumin. - 1998. V. 80. No.1-4. P.169.

3. Chouket A., Charrier J., Elhouichet H., Oueslati M. // J. Lumin. - 2009. V. 129. No. 5. P. 461.

4. Boukherroub R., Wayner D.D.M., Sproule G.I., Lockwood D.J., Canham L.T. // *Nano Lett.* - 2001. V. 1. No.12. P. 713.

5. Boukherroub R., Wayner D.D.M., Lockwood D.J. // *Appl. Phys. Lett.* - 2002. V. 81. No.4. P. 601.

6. Li X.J., Zhu De L., Chen Q.W., Zhang Y.H. // Appl. Phys. Lett. - 1999. V. 74. No.3. P. 389.

7. Prabakaran R., Monteiro T., Peres M., Viana A.S., da Cunha A.F., Aguas H., Goncalves A., Fortunato E., Martins R., Ferreira I. // *Thin Solid Films* - 2007. **V. 515.** No.24. P.8664.

СИНТЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТЕРЖНЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ПЛАЗМОНИКЕ И БИОФОТОНИКЕ

Торопов Н.А., Разумова Ю.А., Ризванова К.М., Вартанян Т.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена химическому синтезу наночастиц серебра в виде стержней. Описан метод создания анизотропных условий роста частиц, влияние поверхностно-активных веществ. Обсуждается возникновение полос плазмонного поглощения полученных частиц в ближней инфракрасной области спектра.

Наночастицы благородных металлов демонстрируют локализованные плазмонные резонансы, обусловленные колебаниями свободных электронов. Частота этих колебаний в сферических частицах лежит в видимой области спектра. Резонансное взаимодействие таких частиц с молекулами красителей, их агрегатами и квантовыми точками способно приводить к возникновению целого ряда особенностей в оптических спектрах систем, состоящих из таких компонентов. В частности, благодаря возникновению плазмонных колебаний стали известны такие эффекты как гигантское комбинационное рассеяние света органическими молекулами [1], увеличение скоростей излучательной релаксации квантовых точек [2], увеличение поглощения органических молекул и квантовых точек [3], увеличение эффективности генерации терагерцового излучения [4]. Появление материалов, демонстрирующих полосы поглощения в ближней инфракрасной (ИК) области, позволило бы наблюдать аналогичные и новые эффекты в этой области. Кроме того, известно, что частицы благородных металлов успешно применяются не только для в фундаментальных исследованиях, но и для решения биомедицинских задач [5].

В данной работе предложена методика формирования наночастиц в виде стержней, демонстрирующих плазмонные резонансы в ближней ИК области, на основе благородных металлов. Синтез наночастиц осуществлялся по двухэтапной методике. На первом этапе из нитрата серебра под воздействием боргидрида и цитрата натрия был получен коллоидный раствор, содержащий частицы размером до ≈ 10 нм. Оценка размеров выполнена с помощью измерения поглощения растворов на спектрофотометре СФ-56. По мере созревания частиц в течение 2 часов спектры демонстрировали максимум поглощения на длине волны 400 нм.

Во время созревания наночастицы в коллоидном растворе образуют кластеры в виде пятиугольных бипирамид. При этом в основаниях пирамид электронные оболочки атомов смещаются к центру частицы, образуя на поверхности положительные заряды. Второй этап роста наностержней был направлен на поддержание создаваемых таким образом анизотропных условий. Для компенсации образующихся зарядов на вершинах пирамид полученный коллоидный раствор добавлялся в смесь поверхностно-активного вещества, адсорбировавшегося у основания пирамид и препятствовавший образованию частиц в виде сфер, а также восстанавливаемого нитрата серебра как источника новых атомов для роста. В результате были синтезированы частицы в виде стрежней. На рис. 1 показаны спектры поглощения полученных коллоидных растворов. Можно сделать вывод, что синтезированные серебряные наночастицы имеют полосы поглощения в области более коротких длин волн, соответствующие поперечным плазмонным модам, а также более длинноволновые полосы, характерные для продольных мод.

Было изучено влияние соотношения реагентов на степень смещения частоты локализованных плазмонов в ИК область: влияние содержания поверхностно-активных веществ, нитрата серебра, концентрации затравочного раствора в результирующем растворе. Установлено, что для наибольшего смещения спектра количество нитрата серебра в результирующем растворе должно быть максимальным. В то время как для остальных двух веществ выявлены оптимальные значения концентраций.

Образцы коллоидного раствора с максимумом поглощения на длине волны ≈ 800 нм наносились на полупроводниковые подложки и исследовались на сканирующем электронном микроскопе (рис. 2).



Рис. 1. Примеры спектров поглощения полученных коллоидных растворов наностержней серебра



Рис. 2. Анализ размеров полученных наностержней с помощью сканирующего электронного микроскопа. Поперечные размеры: 40–60 нм, продольные: 260–390 нм. Побочные продукты (по данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, выполненной в этом же микроскопе): треугольники – кристаллиты поверхностно-активных веществ, кубы и сфероиды – серебро

Таким образом, разработан метод синтеза серебряных наночастиц с диаметром поперечного сечения 40–60 нм и соотношением продольных и поперечных размеров до 1:10. Длина волны, соответствующая частоте локализованных плазмонов, достигает ближней инфракрасной области.

Список литературы

1. A.N. Kamalieva, N.A. Toropov, K.V. Bogdanov, T.A. Vartanyan, *Opt. Spectrosc.*, **124**, 319-322, (2018).

2. A.G. Bakanov, N.A. Toropov, T.A. Vartanyan, Proc. SPIE, 9884, 98843F, (2016).

3. P.V. Gladskikh, I.A. Gladskikh, N.A. Toropov, T.A. Vartanyan, Proc. SPIE, 9884, 98842Y, (2016).

4. S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, N. Toropov, T.A. Vartanyan, P. Belov, A. Alú, E.U. Rafailov, *Sci. Rep.*, **8**, 6624, (2018).

5. H. Chen H., L. Shao, Q. Lia, J. Wang, J. Chem. Soc. Rev., 42, 2679-2724, (2013).

ПЕРЕДАЧА И РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В β-ДИКЕТОНАТНЫХ КОМПЛЕКСАХ НА ОСНОВЕ ИОНА SM(III) Комиссар Д.А.*, Метлин М.Т.**, Амброзевич С.А.*,***, Тобохова А.С.*,**, Тайдаков И.В.*,**, Белоусов Ю.А.**

*Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия **Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

****Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия *****Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе изучены люминесцентные свойства β-дикетонатных комплексов на основе иона Sm(III). С помощью спектроскопических измерений удалось установить структуру энергетических уровней и переходы, принимающие участие в люминесценции редкоземельного иона.

Комплексы лантанидов с различными органическими лигандами зачастую обладают интересными люминесцентными свойствами, что связано с так называемым «антенным эффектом», сущность которого заключается в поглощении возбуждающего излучения органической частью молекулы и последующей передаче энергии на центральный ион [1-3]. Благодаря этому эффекту удается решить проблему малого сечения поглощения свободных ионов Ln(III) и многократно увеличить интенсивность люминесценции. Исследуемые соединения могут представлять интерес для создания эмиссионных и вспомогательных слоев в различных оптоэлектронных устройствах.

В спектрах фотолюминесценции различных комплексов (1-3) в видимой (Рис. 1) и инфракрасной (Рис. 2) спектральных областях наблюдались несколько максимумов. Наиболее интенсивные полосы люминесценции комплексов лежат в областях 650 нм и 950 нм, что соответствует переходам ${}^{4}G_{5/2} \rightarrow {}^{6}H_{9/2}$ (648 нм) и ${}^{4}G_{5/2} \rightarrow {}^{6}F_{5/2}$ (952 нм) в ионе Sm(III) [4].





Рис. 1. Спектры фотолюминесценции различных металлоорганических комплексов на основе иона Sm(III) (1-5) при оптическом возбуждении 365 нм (3.4 eV)

При исследовании временных зависимостей релаксации люминесценции соединений самария(III) (Рис. 3) с помощью деконволюции экспериментальных данных методом Левенберга-Марквардта были выделены два элементарных процесса затухания с характерными временами 10 мкс и 50 мкс. Длительная компонента, скорее всего, соответствует процессу передачи электронного возбуждения на ион Sm(III) и его люминесценции, а короткое время, по-видимому, соответствует флуоресценции лиганда.



Рис. 2. Спектр фотолюминесценции металлоорганического комплекса 1 в ИК области при оптическом возбуждении 355 нм (3.49 eV)



Рис. 3. Временные зависимости интенсивности люминесценции при импульсном возбуждении 355 нм (3.49 eV) комплекса 1 при регистрации в области 952 нм

Список литературы

1. K. Binnemans, Handbook of the Physics and Chemistry of Rare Earths, 35, 107, (2005).

2. S.V. Eliseeva, J.C.G. Bünzli, Chem. Soc. Rev., 39, 189, (2010).

3. K. Binnemans, Chem. Rev., 109, 4283, (2009).

4. A.P. Pushkarev, A.N. Yablonskiy, P.A. Yunin, M.E. Burin, B.A. Andreev, M.N. Bochkarev, *Spectrochim. Acta, Part A*, **163**, 134-139, (2016).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩИХ ФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ

Рахманова Г.Р., Подсвиров О.А., Сидоров А.И.*

Политехнический Университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе проведено облучение стекол с высоким содержанием серебра (до 30 мол.%). Исследован процесс формирования молекулярных кластеров и наночастиц серебра при воздействии на стекла высокоэнергетичными электронами, их влияние на оптические и электрические свойства.

Металлические наночастицы находят широкое применения в оптических измерениях, таких как детектирование молекул и химических веществ – химических сенсорах, биосенсорах, оптических волноводах и преобразователях оптических сигналов, используются для записи оптической информации, а также в различные рода плазмонных устройствах. Ранее было установлено, что при облучении стекол, содержащих в объеме ионы серебра (0.47 мол. %), электронами с энергией 5-50 кэВ и последующей термообработке в приповерхностных слоях формируются металлические наночастицы сферической формы [1]. Целью данной работы было исследование формирования наночастиц в стеклах с высоким содержанием серебра (17-30 мол.%).

В работе исследовались лантан-фосфатные стекла системы La₂O₃-P₂O₅ с добавками Ag₂O 17 мол. % (PG17) и 30 мол. % (PG30). Стекла были синтезированы в Университете ИТМО. Температуры стеклования стекол были измерены с помощью дифференциального сканирующего калориметра STA 449 F1 Jupiter (NETZSCH-Gerätebau GmbH) и составили 400-405 ^OC, в зависимости от состава стекла. Образцы представляли собой полированные пластины 10×10 mm толщиной 1 mm. Облучение электронами проводилось с помощью сканирующего электронного микроскопа JEBD-2 с энергиями электронов E = 5 и 50 кэВ и плотностью электронного тока 50 µA/см². Доза электронного облучения составляла 50 мКл/см². Диаметр облученной зоны был равен 2 мм для удобства оптических измерений, но электронный пучок можно сфокусировать в окружность, диаметром до десятка нанометров, что определяет актуальность исследования. Термообработка образцов после облучения проводилась в муфельных печах Nabertherm на воздухе при температуре 410 ^OC (выше температуры стеклования) в течение 1 часа. Спектры оптической плотности измерялись с помощью спектрофотометра Lambda-650 (Perkin Elmer), спектры люминесценции – с помощью спектрофлуориметра LS-55 (Perkin Elmer).

Эксперименты показали, что электронное облучение приводит к формированию в облученной зоне нейтральных молекулярных кластеров серебра с высокой концентрацией. Спектры оптической плотности приведены на Рис. 1. По периметру облученной зоны наблюдается люминесценция молекулярных кластеров, в центральной части происходит концентрационное тушение люминесценции. При энергии электронов 5 кэВ на поверхности стекла формируется тонкая пленка серебра. Основным механизмом наблюдаемых эффектов является полевая миграция ионов серебра из объема стекла в зону облучения, их восстановление термализованными электронами и образование молекулярных кластеров. Последующая термообработка приводит к формированию в стекле наночастиц серебра, обладающих плазмонным резонансом. Это приводит к появлению полос поглощения, которые показаны на Рис. 2.

В работе [2] были изучены диэлектрические свойства серебросодержащих ФТР стекол в диапазоне температур от -50 до +250 °С после УФ-облучения. Снижение сопротивления после УФ-облучения объясняется увеличением концентрации свободных электронов в результате фотоионизации ионов Се³⁺ и дефектов матрицы стекла. Увеличение сопротивления после образования наночастиц серебра можно объяснить тем, что концентрация ионов свободного серебра в стекле уменьшается. После электронного облучения, в результате образования

приповерхностных слоев с высокой концентрацией серебра, наблюдается снижение сопротивления до сотен МОм за счет туннелирования между частицами, причем существует как ионная, так и электронная проводимость.



Рис. 1. Спектр оптической плотности стекол PG17 (a) and PG30 (b). 1 –до электронного облучения,

2,3 – после облучения электронами с энергией E = 5 кэB(2) и 50 кэB(3)



Рис. 2. Спектр оптической плотности стекол PG17 (a) и PG30 (b) после облучения электронами с энергией E = 5 кэВ (1) и 50 кэВ (2) и термообработки, 3 - PG30 после термической обработки без ЭО

Эксперименты показали, что сопротивление несколько увеличивается при росте дозы облучения. Это можно объяснить тем, что наибольшей концентрацией серебра обладает первый приповерхностный слой, который образуется при малом времени облучения, то есть при малой дозе. При увеличении времени облучения появляется следующий, более широкий слой, в который вытягиваются частицы из первого слоя, за счет чего концентрация в первом падает. При последующей термообработке, в результате формирования наночастиц, сопротивление возрастает в несколько раз, появляется переход к прыжковой проводимости. Отсюда следует, что низкое сопротивление обеспечивается не наночастицами.

Получение результаты могут быть использованы для создания новых оптических материалов для фотоники и наноплазмоники. Например, для подведения электрического тока к микроканалам в микрофлюидных устройствах, создания электрического поля и измерения емкостных характеристик.

Список литературы

1. O.A. Podsvirov, A.I. Ignatiev, A.V. Nashchekin, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov, V.A. Tsekhomsky, O.A. Usov, A.V. Vostokov, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. *Section B, Beam Interactions with Materials and Atoms*, **268**, Nº19, 3103-3106, (2010)

2. R.A. Castro, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov, M.V. Stolyarchuk, J. Non-Cryst. Sol., 461, 72-79, (2017).

РАЗРАБОТКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РЕФРАКТОМЕТРА НА ОСНОВЕ НАКЛОННЫХ РЕШЕТОК ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Фролов Е.А., Варжель С.В., Коннов К.А., Залесская Ю.К., Михнева А.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена разработке чувствительного элемента волоконно-оптического рефрактометра на основе наклонных решеток показателя преломления.

Рефрактометрия используется во многих отраслях для контроля физических, химических и биохимических параметров [1, 2]. Большинство волоконных датчиков показателя преломления построены на основе оптических волокон с физической модификацией его формы, например, на сужающихся волокнах [3, 4], на протравленных волоконных брэгговских решетках [5], на волокне со смещенной сердцевиной [6]. Физически модифицированное оптическое волокно выводит больше света из сердцевины волокна, что необходимо для улучшения взаимодействия между излучением, распространяющимся по оптическому волокну, и окружающей средой. Однако подобные изменения в волокне снижают его прочность. В связи с этим наклонные волоконные брэгговские решетки (НВБР) более привлекательны для применения в рефрактометрии [7-9], поскольку они обеспечивают высокую чувствительность к изменению показателя преломления структуры волокна.

НВБР относятся к короткопериодным решеткам, в которых плоскости наклонены относительно поперечного сечения волокна на некоторый угол, отличный от нуля. В одномодовом волокне введение такого угла усиливает связь мод сердцевины, распространяющихся в прямом направлении, с большим количеством мод оболочек, распространяющихся в обратном направлении [8]. Следовательно, в спектре пропускания помимо резонанса основной моды появляется множество резонансов, соответствующих резонансу мод оболочек с различными эффективными показателями преломления (см. Рис. 1).



Рис. 1. Спектр пропускания НВБР с внешним углом наклона 1.5°



Рис. 2. Схема лабораторной установки по исследованию чувствительности НВБР к изменению показателя преломления окружающей среды

Поэтому при изменении показателя преломления окружающей среды спектр пропускания НВБР будет изменяться, что позволяет использовать НВБР в качестве чувствительного элемента для рефрактометра [10].

Данная работа посвящена разработке чувствительного элемента рефрактометра на основе НВБР. Образцы НВБР были записаны интерферометрическим методом, описанным в статье [11]. Для экспериментов использовалось изотропное одномодовое оптическое волокно, которое предварительно было подвержено водородной обработке [12]. Схема установки для проведения экспериментов приведена на Рис. 2, в качестве калибровочных жидкостей использовался раствор сахарозы различной концентрации. На основе полученных данных были построены спектры НВБР, погруженные в среды с различными показателями преломления, а также получены основные зависимости.

Список литературы

1. Chung K. W., Yin S., Optics letters, 29, No8, 812-814 (2004).

2. Shu X., Huang D., *Optics Communications*, **171**, №1-3,65-69 (1999).

3. Villatoro J., Monzón-Hernández D., Talavera D., Electronics letters, 40, №2,106-107 (2004).

4. Kieu K. Q., Mansuripur M., IEEE Photonics Technology Letters, 1, №21, 2239-2241 (2006).

5. Chryssis, A. N., Lee, S. M., Lee, S. B., Saini, S. S., Dagenais, M., *IEEE Photonics Technology Letters*, **17**, №6, 1253-1255 (2005).

6. Villatoro J., Monzón-Hernández D., *Journal of lightwave technology*, **24**, №3, 1409-1413 (2006).

7. Albert J., Shao L. Y., Caucheteur C., Laser & Photonics Reviews, 7, №1, 83-108 (2013).

8. Laffont G., Ferdinand P., Measurement Science and Technology, 12, №7, 765 (2001).

9. Guo, T., Tam, H. Y., Krug, P. A., Albert, J., Optics express, 17, No7, 5736-5742 (2009).

10. Guo, T., Liu, F., Guan, B. O., & Albert, J., Optics & Laser Technology, №78, 19-33 (2016).

11. Gribaev A.I., Pavlishin I.V., Stam A.M., Idrisov R.F., Varzhel S.V., Konnov K.A., *Opt Quant Electron.*, **48**, № 540, 1-7 (2016).

12. Варжель С.В., Мунько А.С., Коннов К.А., Грибаев А.И., Куликов А.В., Оптический журнал, **83**, № 10, 74-78 (2016).

МАГНИТООТРАЖЕНИЕ И ЭФФЕКТ КЕРРА В ПЛЁНКАХ LA_{0,67}BA_{0,33}MNO₃ С ВАРИАНТНОЙ СТРУКТУРОЙ Бессонова В.А., Чеснокова М.В.*, Телегин А.В., Носов А.П., Ганьшина Е.А.**, Сухоруков Ю.П.

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия *ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», Екатеринбург, Россия ** Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Изучено магнитоотражение естественного света и экваториальный эффект Керра в плёнках La_{0,67}Ba_{0,33}MnO₃, обладающих вариантной структурой. Впервые обнаружена корреляция между эффектом магнитоотражения и туннельным магнитосопротивлением в подобных наноструктурированных плёнках.

В работе исследовалось магнитоотражение (MO) естественного света и экваториальный эффект Керра (ЭЭК) в плёнках замещенных манганитов La_{0.67}Ba_{0.33}MnO₃, обладающих вариантной структурой. Вариантная структура формируется набором структурных вариантов с одинаковыми кристаллитами в плоскости плёнки, разделенных высокоугловыми границами [1]. Набор угловых ориентировок строго фиксирован, а их концентрация не изменяется по толщине плёнки, что является принципиальным отличием вариантных структур от поликристаллических материалов. Наличие такой структуры в плёнках манганитов приводит к образованию ферромагнитных высокопроводящих областей, разделенных низкопроводящими границами [2]. Как следствие, в плёнках помимо колоссального магнитосопротивления (МС) появляется дополнительный низкотемпературный вклад, обусловленный туннелированием спинполяризованных электронов между кристаллитами [2, 3]. Поскольку колоссальное МС максимально вблизи температуры магнитного фазового перехода (T_C) [4], а туннельное MC – при $T \to 0 \text{ K}$ [3], то для их разделения, было предложено использовать состав с высокой T_C , например, La0.67Ba0.33MnO3 [5].

Плёнки La_{0,67}Ba_{0,33}MnO₃ были получены методом лазерной абляции на подложках SrTiO₃ (без вариантной структуры – LB) и ZrO₂(Y₂O₃) (с вариантной структурой – LBV). ЭЭК измерялся в диапазоне энергий $1,5 \le E \le 4,2$ эВ в магнитных полях до 3.5 кЭ. Отражение и МО света исследовано в ИК-диапазоне спектра $0.8 < \lambda < 30$ мкм при температурах $80 \le T \le 360$ К, в магнитных полях до 4 кЭ, направленных вдоль поверхности образца.

Было показано, что спектры ЭЭК плёнки La_{0.67}Ba_{0.33}MnO₃ с вариантной структурой подобны спектрам замещенных манганитов, но демонстрируют высокую магнитную и структурную неоднородность в сравнении с данными для плёнок LB. Для плёнки LBV эффективная T_C была существенно ниже, чем для монокристалла и плёнки LB, и составила ~275 К. При энергиях меньше 1,5 эВ ($\lambda > 1,2$ мкм) ЭЭК в плёнках уменьшается до нуля, в то же время наблюдается заметный эффект MO неполяризованного света до +2 % в области 1 < λ < 10 мкм в малых полях до 3,5 кЭ. МО плёнок, как и МС, имеет максимум вблизи T_C , и затем спадает до нуля. Однако в плёнке LBV эффект MO сохраняется вплоть до 80 К. При этом температурные и полевые зависимости МО плёнки с вариантной структурой коррелируют с данными для МС работе [6]. Экспериментальные данные по (Рис.), аналогично магнитоотражению удовлетворительно согласуются с рассчётными в рамках теории магниторефрактивного эффекта для гранулярных систем [7]. Показано, что низкотемпературный вклад в МО обусловлен изменением под действием магнитного поля проводимости плёнки за счёт процессов туннелирования спин-поляризованных электронов через когерентные границы структурных доменов, т.е. связан с туннельным МС.

Таким образом, в работе впервые показана корреляция МО эффектов с туннельным магнитосопротивлением в плёнках манганитов La_{0,67}Ba_{0,33}MnO₃ с вариантной структурой.



Рисунок. Полевые зависимости (а) МС и (б) МО при λ=7 мкм для плёнки с вариантной структурой

Работа выполнена при частичной поддержке государственного задания ФАНО России (тема «Спин» №АААА-А18-118020290104-2), гранта РФФИ 18-32-00368 мол_а, и Мегагранта № 14.Z50.31.0025. Измерения магнитосопротивления проведены в ИЦ НПМ ИФМ УрО РАН.

Список литературы

1. А.Р. Кауль, О.Ю. Горбенко, А.А. Каменев, Успехи химии, 73, №9, 932-953 (2004).

2. О.Ю. Горбенко, Р.В. Демин, А.Р. Кауль, Л.И. Королева, Р. Шимчак, ФТТ, **40**, №2, 290-294 (1998).

3. M.Ziese, Rep. Prog. Phys., 65, 143-249 (2002).

4. Yu.P. Sukhorukov, A.P. Nosov, V.A. Bessonova, Phys. Met. Metallogr., 13 (2018) (in press).

5. N.G. Bebenin, N.N. Loshkareva, A.A. Makhnev, E.V. Mostovshchikova, L.V. Nimerovannaya, E.A. Gan'shina, A.N. Vinogradov, Ya.M. Mukovskii, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **22**, 096003 (2010).

6. A.V. Telegin, S. Barsaume, V.A. Bessonova, Yu.P. Sukhorukov, A.P. Nosov, A.V. Kimel', E.A. Gan'shina, A.N. Yurasov, E.A. Lysina, J. Magn. Magn. Mater., 459, 317-321 (2018).

7. А.Б. Грановский, М.В. Кузьмичев, Ж.П. Клерк, ЖЭТФ, 116, №5(11) 1762-1769 (1999).

УСИЛЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗА СЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ В ЧАСТИЦАХ Ag C ЭКСИТОНАМИ В САМООРГАНИЗОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ InAs

Кондиков А.А.*'**, Чалдышев В.В.*'**'**, Косарев А.Н.**'***, Торопов Н.А.*, Гладских И.А.*, Гладских П.В.*, Вартанян Т.А.*, Преображенский В.В.****, Путято М.А.****, Семягин Б.Р.****

*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия **ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

***Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

****Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Мы сообщаем об экспериментальной реализации плазмон-экситонного взаимодействия в системе частиц серебра на поверхности и квантовых точек InAs в матрице GaAs. В такой системе мы совместили плазмонный и экситонный резонансы и наблюдали усиление фотолюминесценции из квантовых точек.

В настоящее время широко используются структуры, содержащие полупроводниковые квантовые точки (КТ) и металлические наночастицы [1]. Такие гибридные структуры могут быть полезны для химических и биологических сенсоров [2], солнечных элементов [3], оптических и оптоэлектронных устройств [4]. Самоорганизованные КТ InAs в матрице GaAs являются хорошими излучателями света из-за наличия локализованных экситонов. В то же время в серебряных частицах могут возбуждаться поверхностные плазмоны, создающие сильное локальное электромагнитное поле.

В данной работе мы сообщаем об экспериментальной реализации плазмон-экситонного взаимодействия в системе частиц серебра и КТ InAs. Это взаимодействие проявляется в усилении фотолюминесценции из КТ в такой системе при совмещении плазмонного и экситонного резонансов.

Массив КТ InAs был получен с использованием механизма роста Странского-Крастанова на подложке GaAs (001) с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Было сформировано 5 слоев КТ InAs, разделенных слоями GaAs толщиной 5 нм. В результате были создали вертикальные ансамбли из КТ InAs с шириной около 20 нм. Тонкий слой серебра осаждали в вакуумной камере на поверхность образца. Последующий отжиг превращал пленку Ag в систему изолированных наночастиц серебра, с размером и плотностью зависящими от условий отжига. Таким образом, были получены массивы наночастиц серебра с характерным размером 20-100 нм.

Были проведены исследования спектров оптического отражения и пропускания при нормальном падении света при комнатной температуре. Из спектров отражения и пропускания были получены спектры экстинкции образцов. Спектры ФЛ были измерены при температуре 77 К, возбуждение КТ осуществлялось лазером с длиной волны 660 нм.

На Рис. 1 изображены спектры фотолюминесценции (ФЛ) образца с напыленными частицами Ag (черная линия) и образец GaAs с KT InAs без частиц Ag (серая линия). Видно, что максимум ФЛ обоих спектров находится в районе 1.08 эВ. Полуширина линии ФЛ KT InAs с частицами Ag составляет 98 мэВ. Полуширина ФЛ KT InAs без частиц равна 118 мэВ. Обращает на себя внимание, что формирование массива частиц Ag на поверхности приводит к усилению ФЛ из KT InAs, находящихся в матрице GaAs.

Спектры экстинкции были получены из спектров нормального отражения и пропускания, при условии, что сумма экстинкции, пропускания и нормального отражения равна единице. Черная линия на Рис. 2 показывает экстинкцию образца без частиц серебра. При энергиях ниже 1 эВ экстинкция мала. Он проявляется при более высоких энергиях из-за вклада КТ InAs. Верхняя серая линия на Рис. 2 - спектр экстинкции образца с наночастицами Ag. Интенсивность экстинкции намного выше относительно образца без частиц. Он почти линейно увеличивается с 0.29 до 0.42 со значений энергии 0.75 до 1.1 эВ соответственно.



Рис. 1. ФЛ образцов с КТ InAs, без частиц Аg (серая линия) и с частицами Аg (черная линия)

При энергиях выше 1 эВ величина экстинкции почти постоянна. Из спектров экстинкции образца GaAs с частицами Ag на поверхности был вычтен спекр экстинкции образца GaAs без таких частиц. В результате получены спектры экстинкции, обусловленные только наличием частиц Ag. (темно-серая кривая на рис.2). Видно, что спектр экстинкции частиц Ag имеет широкий максимум около 1.03 эВ. То есть, спектр экстинкции частиц Ag перекрывает всю область энергий фотонов, излучаемых КТ InAs.



Рис. 2. Экстинкция образцов GaAs без частиц Ag, с частицами Ag и резонансные факторы в зависимости от разных факторов деполяризации эллиптических частиц Ag

Известно, что серебро является материалом с сильным плазмонным резонансом при энергии около 4 эВ [5]. Сильное красное смещение плазмонного резонанса в частицах обусловлено малым размером, влиянием диэлектрической матрицы и асимметричной формой частиц. Сечение экстинкции малых частиц *с*_{ext} дается формулой [6]:

$$C_{ext} = 4xIm\left\{\frac{m^2-1}{3+3L(m^2-1)}\right\} = 4xS$$

где $x_{=}$ объемный фактор одной частицы, $m^2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_m}$, ε_1 - диэлектрическая проницаемость материала частицы, ε_m - диэлектрическая функция среды, L – геометрический фактор деполяризации. Расчетные кривые плазмонных резонансов $S = Im \left\{ \frac{m^2 - 1}{3 + 3L(m^2 - 1)} \right\}$ для различных геометрических факторов построены на Рис. 2 в виде плавной сплошной и штриховых линий. Расчет проводился в среде SciLab, диэлектрическая функция GaAs взята из [7], диэлектрическая функция серебра взята из [5].

Положение пика экстинкции, наблюдаемого в эксперименте, соответствует коэффициенту деполяризации L = 0.14. При этом расчетная ширина резонанса значительно меньше экспериментально наблюдаемой (Рис.2). Большое уширение экспериментального спектра экстинкции вероятно связано с разбросом размеров и формы частиц Ag в реальной системе.

Таким образом, плазмонный резонанс в системе частиц Ag соответствует линии излучения экситонов из KT InAs, максимум которого находится в районе 1.1 эВ. Ширина плазмонного резонанса значительнобольше ширины экситонного резонанса. В результате нанесения наночастиц Ag интенсивность излучения из KT InAs увеличилась в 2.4 раза. Усиление фотолюминесценции представляет собой явное свидетельство взаимодействия экситонов в KT InAs с плазмонами в металлических частицах Ag.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов" и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00932).

Список литературы

- 1. W. Zhang, A.O. Govorov, G.W. Bryant, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 146804, (2006).
- 2. A. Hatef, S.M. Sadeghi, E. Boulais, M. Meunier, Nanotechnology, 24, 015502, (2013)
- 3. H. Atwater, A. Polman, *Nature Materials*, **205**, 9 (3), (2010)
- 4. Wen-Xing Yang, Ai-Xi Chen, Ziwen Huang, Ray-Kuang Lee, *Opt. Express*, **23** 13032-13040, (2015)
- 5. P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. B, 6, 4370-4379, (1972).
- 6.C.F. Bohren, D.R. Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles, *New York: John Wiley & Sons, Inc.*, (1998).
- 7. D.E. Aspnes, S.M. Kelso, R.A. Logan, R. Bhat, J. Appl. Phys., 60, 754-767, (1986).

ПЛАЗМОННЫЙ РЕЗОНАНС СЕРЕБРЯНЫХ НАНОЧАСТИЦ В РАЗЛИЧНОЙ ВЫСОКООМНОЙ МАТРИЦЕ Мухаметкаримов Е.С., Приходько О.Ю., Михайлова С.Л., Даутхан К., Максимова С.Я. ННЛОТ КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

В данной работе исследуется оптический эффект плазмонного резонанса в пленочных нанокомпозитных материалах на основе серебряных наночастиц и матриц: аморфного углерода a-C:H, диоксида титана TiO₂ и смешанного состава a-C:H+TiO₂. Пленки получены методом ионно-плазменного со-распыления.

Плазмонные нанокомпозиты на основе высокоомной матрицы и металлических наночастиц представляют значительный интерес, связанный с возможностью их практического применения в различных областях, таких как солнечная энергетика, медицина, фотоника и т.д. [1-3]. В таких материалах при определенных условиях может наблюдатся оптический эффект, связанный с поверхностными плазмонами, возбуждаемыми внешним электромагнитным излучением [4]. Матрица в таких нанокомпозитах предотвращает агломерацию металлических наночастиц. Параметры резонансного поглощения определяются диэлектрической проинидемостью матрицы и физико-химической природой самого металла. В качестве изолирующей матрицы применяются различные диэлектрические и полупроводниковые материалы, такие как SnO₂ [5], SiO₂ [6], а также полимеры [7].

В данной работе методом ионно-плазменного со-распыления получены пленочные нанокомпозиты a-C:H<Ag+TiO₂>, a-C:H<Ag> и Ag+TiO₂. Измерения оптических спектров пропускания на спектрофотометре Shimadzu указывает на наличие в пленках минимума пропускания связанного с резонансным поглощением света [8]. Если для пленок a-C:H<Ag> резонанс поглощения находится на длине волны 440±5 нм, то для пленок a-C:H<Ag+TiO₂> резонанс наблюдается на 492±5 нм. Это смещение объясняется наличием дополнительных наночастиц TiO₂ в матрице аморфного алмазоподобного углерода a-C:H. Следует отметить, что резонанс в этих пленках ярко выражен, поскольку матрица аморфного алмазоподобного углерода a-C:H. Сяязь с атомами серебра.

Для пленочных нанокомпозитов Ag+TiO₂ резонансное поглощение наблюдается при 532±5 нм. В отличие от a-C:H, матрица из диоксида титана TiO₂ является полупроводниковой с шириной запрещенной зоны 3.2 эB, что придает дополнительные полупроводниковые свойства нанокомпозитам Ag+TiO₂.

Работа выполнена по программе гранта АР05132897 Комитета Науки МОН РК

Список литературы

1. H.A. Atwater, A. Polman Plasmonics for improved photovoltaic devices, *Nature Materials*, **9**, 205-213, (2010).

2. N. Anker Jeffrey, W. Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C. Shah, Jing Zhao and Richard P. Van Duyne, Biosensing with plasmonic nanosensors, *Nature Materials*, **7**, 442-453, (2008).

3. K. Jain Prashant, Xiaohua Huang, Ivan H. El-Sayed, And Mostafa A. El-Sayed. Noble Metals on the Nanoscale: Optical and Photothermal Properties and Some Applications in Imaging, Sensing, Biology, and Medicine // Accounts Of Chemical Research. –2008. –Vol.41(12). –P.1578-1586.

4. M. Quinten, Optical Properties of Nanoparticle Systems, Wiley-VCH, (2011).

5. W.Wu, L. Liao, S.F. Zhang, J. Zhou, X.H. Xiao, F. Ren, L.L.Sun, Z.G. Dai, and C.Z. Jiang, Noncentrosymmetric Au/SnO₂ Hybrid Nanostructures with Strong Localization of Plasmonic for Enhanced Photocatalysis Application, *Nanoscale*, **5**, 5628, (2013).

6. J.H. Hsieh, Chuan Li, Y.Y. Wu, S.C. Jang. Optoelectronic properties of sputter-deposited Ag-SiO₂ nanoparticle films by rapid thermal annealing, *Current Applied Physics*, **11**, S328-S332, (2011).

7. Long-De Wang, Tong Zhang, Xiao-Yang Zhang, Yuan-Jun Song, Ruo-Zhou Li, and Sheng-Qing Zhu. Optical properties of Ag nanoparticle-polymer composite film based on two-dimensional Au nanoparticle array film, *Nanoscale Res Lett*, **9**:155, (2014).

8. O.Yu. Prikhodko, S.L. Mikhailova, E. Muhametkarimov, S. Ya. Maksimova, N. K. Manabaev, K. Dauthan Optical properties of a-C:H thin films modified by Ti and Ag, *Proc. of SPIE*, **9929**, 99291G-1-99291G-6, (2016).

ОПТИЧЕСКИЙ НАГРЕВ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКИХ СВИНЦОВО-ГАЛОИДНЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ НАНОЧАСТИЦ Тонкаев П.А., Зограф Г.П.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе мы теоретически показали возможность оптического нагрева одиночной резонансной частицы MAPbI₃ для случая, когда в ней возбуждаются Ми моды. Расчёты показали возможность нагрева до 500К при использовании лазера интенсивностью 0.05 мBт/мкм².

Недавние исследования показали, что галогенидные перовскиты являются перспективными материалами для солнечных элементов, светодиодов и других приборов. Так же было обнаружено, что наноантенны созданные на основе этих материалов могут быть эффективным наноразмерным источником света, длина волны которого может быть подобрана изменением состава материала и находится в видимом диапазоне [1].

В последних работах была продемонстрирована возможность оптического нагрева диэлектрических резонансных наночастиц с высоким значением диэлектрической проницаемости при умеренной лазерной накачке [2, 3]. Изменение температуры наночастицы приводит к сдвигу максимума её фотолюминесценции [4], что делает возможным бесконтактное измерение температуры. В своей работе мы теоретически рассматриваем возможность эффективного оптического нагрева перовскитных наночастиц.

Чтобы получить понимание как добиться оптического нагрева сферических частиц перовскита следует использовать теоретические расчёты. Было показано, что мощность поглощенная наночастицей P_{abs} пропорциональна не только проводимости этой частицы, но и фактору усиления поля внутри наноструктуры [2]. Таким образом:

 $P_{abs} = \int J^* E dV \sim \sigma E^2 F \,, \tag{1}$

где J – ток в наночастице, индуцированный лазером, Е – электрическое поле. Что означает, что преобразование оптической энергии в термальную сильно зависит от резонансного поведения частицы.

Таким образом возрастание температуры под освещением можно найти из выражения [5]:

$$\Delta T = \frac{IC_{abs}}{4\pi\kappa R},\tag{2}$$

где I – интенсивность падающего света, Cabs – сечение поглощения, к – теплопроводность окружающей среды и R – радиус сферической наночастицы.

На Рис. 1 продемонстрирован оптический нагрев одиночной сферической наночастицы с фиксированным отношением длины волны к диаметру частицы λ /D=1.95 для разных реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в воздухе. Линиями показаны значения действительной и мнимой части для разных материалов. Числа соответствуют значениям длины волны в микронах. Точками показаны диэлектрические проницаемости этих материалов для длины волны 633 нм, как можно видеть частица MAPbI₃ может быть эффективнее нагрета, чем кристаллический кремний и оксид железа (III).

Рис. 2 показывает теоретически рассчитанную зависимость возрастания температуры резонансной MAPbI3 частицы в зависимости от её радиуса. Общая тенденция к увеличению температуры с размеров можно объяснить из равенства (2), где сечение поглощения растёт квадратично по размерному параметру, тогда как в знаменателе радиус появляется в первой степени. Однако для нерезонансных частиц возрастание температуры было бы линейным. Для резонансных же частиц, как можно видеть, наблюдается резонансное возрастание температуры, которое происходит из-за возбуждения в частицы оптических электрических и магнитных мод, тем самым усиливая поглощение света. Разложения на моды поглощения для каждого размера частицы MAPbI₃ позволяет определить, что магнитный дипольный резонанс (MD) возбуждается при размере радиуса частицы примерно 110 нм, смесь электрического диполя (ED) и магнитного

квадруполя (MQ) – 160 нм, электрический квадрупольный (EQ) – 210 нм при длине волны возбуждения 633 нм.



Рис. 1. Оптический нагрев сферической наночастицы. Теоретически рассчитанная карта нагрева сферической наночастицы с фиксированным отношением длины волны к диаметру частицы λ/D=1.95 для разных реальной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в воздухе. Линиями показаны значения действительной и мнимой части для разных материалов. Числа соответствуют значениям длины волны в микронах. Точками показаны диэлектрические проницаемости этих материалов для длины волны

633 нм



Рис. 2. Теоретическая зависимость температуры одиночной сферической наночастицы от радиуса, которая подвергалась оптическому нагреву HeNe-лазером (633 нм) с интенсивностью 0.05 мBт/мкм²

Таким образом теоретически продемонстрировано, что резонансные частицы могут быть эффективно оптически нагреты. Такие частицы позволят локально управлять температурой, что может быть использовано для фотокатализа, термооптической модуляции и прочего.

Список литературы

1. E. Tiguntseva, G. P. Zograf, F.E. Komissarenko, D.A. Zuev, A.A. Zakhidov, S.V. Makarov, Y.S. Kivshar *Nano letters* **18** (2018) 1185-1190

2. G. P. Zograf, M.I. Petrov, D.A. Zuev, P.A. Dmitriev, V.A. Milichko, S.V. Makarov, P.A. Belov Nano letters 17 (2017) 2945-2952

3. M. Aouassa, E. Mitsai, S. Syubaev, D. Pavlov, A. Zhizhchenko, I. Jadli, L. Hassayoun, G. Zograf, S. Makarov, A. Kuchmizhak *Applied Physics Letters* **111** 243103 (2017)

4. S.T. Ha, C. Shen, J. Zhang and Q. Xiong Nature Photonics 10 115 (2016)

5. G. Baou and R. Quidant Laser & Photonics Reviews 7 171-187 (2013)

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР, ОПТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННЫХ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ НИОБАТЕ ЛИТИЯ Безпалый А.Д., Шандаров В.М., Мандель А.Е.

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

Представлены результаты экспериментальных исследований канальных оптических волноводных структур с пространственно-модулированными параметрами, полученных путем поточечного индуцирования возмущений показателя преломления лазерным излучением видимого диапазона, в образцах LiNbO₃ Y-среза с фоторефрактивным поверхностным слоем.

Развитие интегральной оптики и волноводной фотоники напрямую зависит от исследований по разработке и формированию структур, позволяющих локализовать лазерное излучение и изменять характеристики световых потоков [1-3]. В качестве сред для создания таких структур могут выступать электрооптические и фоторефрактивные материалы, одним из которых является кристалл ниобата лития (LiNbO₃) [4, 5]. Благодаря уникальному набору физических и нелинейно-оптических свойств кристаллы LiNbO₃ широко применяются на практике в качестве сред, позволяющих управлять характеристиками распространяющихся в них световых полей [6-8]. Одним из таких свойств LiNbO₃ является фоторефрактивный нелинейный отклик, способный изменять показатель преломления среды под действием оптического излучения [7, 8]. Таким образом, путем оптического индуцирования появляется возможность формировать элементы локализации светового излучения, такие как фазовые дифракционные решетки и канальные волноводные структуры.

Целью данной работы является исследование канальных волноводных структур с пространственной модуляцией параметров при их оптическом индуцировании в образцах ниобата лития, поверхностно легированных ионами меди.

Эксперименты по созданию волноводных элементов проводились для пластины LiNbO₃:Cu Y-среза с размерами $30 \times 3 \times 15$ мм по осям X, Y и Z, ионы меди в которую вводились поверхностным легированием. Для этого на поверхность XZ кристалла сначала наносилась пленка Cu с толщиной ~200 нм термическим распылением в вакууме. Далее проводился процесс диффузии в воздушной атмосфере при температуре 900°C в течение 10 часов. В результате в приповерхностной области образца формировался слой LiNbO₃:Cu:, толщина которого оценивалась с помощью оптического микроскопа по окраске, как $h \approx 100$ мкм.

Вследствие фоторефрактивного эффекта, при фотовольтаическом механизме транспорта электронов в зоне проводимости, показатели преломления LiNbO₃ в освещенной области понижаются [6, 9], поэтому волноводно-оптический эффект может проявляться в промежутке между двумя такими областями.

В экспериментах световой пучок от источника излучения, в качестве которого использовался твердотельный YAG:Nd³⁺ лазер с удвоением частоты (λ=532 нм), фокусировался микрообъективом с 10× увеличением на поверхность XZ образца LiNbO₃:Cu. Измеренный диаметр светового пятна в области перетяжки на уровне 1/е максимальной интенсивности составил ~19 мкм. Световое пятно на легированном слое образца регистрировалось анализатором лазерных пучков BS-FW-FX33 (АЛП), сопряженным с персональным компьютером. Исследуемый кристалл размещался на микрометрическом позиционере, позволяющем осуществлять перемещение образца с точностью 5 мкм. Облучаемые области представляли собой параллельные полоски, ориентированные в направлении оси Х кристалла. Каждая из полосок создавалась последовательным точечным экспонированием поверхности LiNbO₃ сфокусированным световым пучком и состояла из набора точек. Количество точек экспонирования и расстояния между их центрами варьировались в различных экспериментах. Расстояние между центрами полосок в различных экспериментах изменялось в пределах 40-60 мкм. Время экспонирования одной точки составило ~10 с.

Для исследования полученных структур использовался метод оптического зондирования. Коллимированный световой пучок с диаметром ~1 мм зондировал экспонированную поверхность в направлении оси Y кристалла. Источником излучения являлся He-Ne лазер ($\lambda = 633$ нм) с поляризацией света, соответствующей необыкновенной волне кристалла. Картины дифракции света в ближней зоне на оптически наведенных неоднородностях в легированных поверхностных областях кристалла изучались с помощью анализатора лазерных пучков.

Некоторые результаты зондирования образованных структур приведены на Рис. 1 и Рис. 2.



Рис. 1. Результат зондировании канальной волноводной структуры с изменяющейся однородностью



Рис. 2. Результат зондировании канальной волноводной структуры со сложной топологией

Пример формирования волноводной структуры с изменяющейся пространственной модуляцией в продольном направлении приведен на Рис. 1. В процессе индуцирования структуры шаг между экспонирующими пятнами варьировался от 25 мкм до 50 мкм. Отметим, что раннее проводились исследования по формированию прямолинейных однородных и периодически неоднородных волноводных структур, результаты которых представлены в работах [10, 11].

При ориентации экспонированной полоски вдоль оптической оси кристалла формирование фоторефрактивных фазовых элементов затруднено [9]. Это связано с тем, что поле пространственного заряда появляется только на границах освещенной области, перпендикулярной направлению оптической оси кристалла. Однако, поточечное экспонирование поверхности кристалла узким световым пучком позволяет сформировать волноводную структуру вдоль оси Z кристалла [11]. Возможность формирования экспонированных областей вдоль оси Z кристалла позволяет индуцировать волноводные структуры сложной топологии в фоторефрактивных слоях. Типичный пример структуры сложной топологии приведен на Рис. 2.

Таким образом, экспериментально показаны возможности индуцирования канальных волноводных структур с пространственной модуляцией их параметров. При точечном индуцировании появляется возможность задавать и изменять продольную однородность канальных волноводных структур в процессе их формирования. Это позволяет создавать в легированном поверхностном слое кристалла канальные волноводы и их системы со сложной топологией, определяемой перемещением светового пятна по поверхности образца. Такие структуры допускают многократную оптическую реконфигурацию и могут быть использованы в оптических устройствах фотоники.

Работа выполнена в рамках проектной части Госзадания Минобрнауки РФ на 2017 – 2019 годы (проект по заявке 3.1110.2017/ПЧ) и РФФИ (грант 16-29-14046).

Список литературы

1. Yamada H., Chu T., Ishida S., Arakawa Y., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **12**, 1371–1379, (2006);

2. Rabus D.G., Bian Z., Shakouri A., *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **13**, 1249–1256, (2007).

3. Bazzan M., Sada C., Appl. Phys. Rev., 2, 040603-1 – 040603-25, (2015).

4. Vittadello L., Zaltron A., Argiolas N., Bazzan M., Rossetto N., Signorini R., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, No. 12 (125103), 1-9, (2016).

5. Chen, F., J. Appl. Phys., 106, 081101, (2009).

6. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В., *СПб.: Наука. С.-Петербургское от-ние*, 320, (1992).

7. Peithmann K., Hukriede J., Buse K., Kraetzig E., Phys. Rev. B., 61, 4615–4620, (2000).

8. Imbrock J., Wirp A., Kip D., Kraetzig E., Dirk B., J.Opt. Soc. Am. B., 19, 1822–1829, (2002).

9. Kip D., Appl. Phys. B., 67, 131-150, (1998).

10. Bezpaly A.D., Verkhoturov A.O., Shandarov V.M., *Ferroelectrics*, **515**, Issue 1, 34-43, (2017).

11. Bezpaly A.D., Verkhoturov A.O., Shandarov V.M, *Proc. SPIE*, **10603**, 10603-1-10603-6, (2017).

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОТОДЕГРАДАЦИИ НА ГЕНЕРАЦЮ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СО-КРИСТАЛЛОВ НА БАЗЕ АМИНОПИРИДИНОВГО РЯДА Фокина М.И., Жевайкин К.Е., Зулина Н.А., Денисюк И.Ю.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследовано влияние воздействия ультрафиолетового излучения на нелинейные свойства молекулярных нелинейно-оптических со-кристаллов на базе аминопиридинового ряда: 2,6-диаминопиридин-4-нитрофенол; 2-аминопиридин-4-нитрофенол.

С развитием нелинейно-оптических сред и усложнением приборов квантовой электроники и фотоники, приоритетной задачей становится поиск и создание новых перспективных нелинейно-оптических материалов, характеризующихся наличием высоких нелинейно-оптическими характеристик и стабильностью под воздействием внешних агрессивных сред.

Несмотря на большое многообразие неорганических нелинейно-оптических материалов (KDP, KTP, LiNbO₃ и т.д.), нашедших широкое применение в различных областях оптоэлектроники (оптические переключатели, электрооптические модуляторы, приборы для преобразования оптических частот и пр. [1-3]), возрастающий интерес представляют полимерные композитные и органические нелинейно-оптические материалы, последние из которых обладают рядом преимуществ: высокие значения нелинейно-оптических коэффициентов и низкие значения диэлектрической проницаемости, обусловленные высокой поляризуемостью молекул [4]. Среди наиболее распространённых органических нелинейно-оптических кристаллов выделяются кристаллы POM, MNA и DAST [5, 6], однако и они имеют ряд недостатков: нестабильность характеристик и деградация под действием высокоинтенсивного лазерного излучения. По этой причине продолжается поиск новых органических нелинейно-оптических материалов, обладающих нелинейно-оптических нелинейно-оптических материалов, обладающих нелинейно-оптических нелинейно-оптических материалов, обладающих нелинейно-оптических нелинейно-оптических нелинейно-оптических органия.

В данной работе рассматриваются перспективные нецентросимметричные молекулярные нелинейно-оптические со-кристаллы на основе производных аминопиридина и органической хромофоры 4-нитрофенол [7]. Проведенные ранее исследования, показали наличие достаточно высоких нелинейно-оптических коэффициентов при отсутствии деградации как при воздействии мощного лазерного излучения, так и воздействия влаги [8]. Также были проведены исследования показателей преломления данных со-кристаллов, используя различные методы [9].

Основной задачей данной работы является исследование стабильности нелинейных характеристик со-кристаллов при воздействии ультрафиолетового излучения. Также, в настоящее время исследуется возможность создания периодических и волноводных структур на основе данных со-кристаллов, позволяющих внедрить рассматриваемые материалы в устройства терагерцовой техники. По причине того, что со-кристаллы аминопиридинового ряда практически не поддаются механической обработке, одним из вариантов создания периодических и является фотодеградация материала. Согласно волноводных структур всему вышеперечисленному, данная работа посвящена исследованию воздействия ультрафиолетового излучения на стабильность нелинейных свойств со-кристаллов. В ходе работы были исследованы следующие со-кристаллы: 2,6-Diaminopyridine-4-Nitrophenol и 2-Aminopyridine-4-Nitrophenol.

Список литературы

1. Д. Шемла, Ж. Зисс, *Мир, М.*, **1**, (1989).

2. R.W. Munn, C.N. Ironside, Chapman & Hall, London, 2, (1993).

3. L.R. Dalton, P.A. Sullivan, B.C. Olbricht, D.H. Bale, J. Takayesu, S. Hammond, H. Rommel, B.H. Robinson, *SPIE*, Bellingham, WA, (2007).

4. S. Debrus, H. Ratajczak, J. Venturini, N. Pincon, J. Baran, J. Barycki, T. Glowiak, Pietraszko, *Synthetic Metals*, **127**, 99-104, (2002).

5. R.J. Vijay, N. Melikechi, T.R. Kumar, J.G.M. Jesudurai, P. Sagayaraj, J. Crystal Growth, **312**, 420, (2010).

6. Л.Н. Аснис, Оптический журнал, **11**, 96-100, (2011).

7. M.J. Prakash, T.P. Radhakrishnan, Crystal Growth and Design, 5, №2, 721-725, (2005).

8. I.M. Pavlovetc, S. Draguta, M.I. Fokina, T.V. Timofeeva, I.Yu. Denisyuk, *Optics Communications*, (2015).

9. К.Е. Жевайкин, М.И. Фокина, И.Ю. Денисюк, Оптика и спектроскопия, **124**, №2, 232-234, (2018).

PHOTOLUMINESCENCE OF HYBRID STRUCTURE BASED ON METAL NANOPARTICLES AND CARBON THIN FILMS Abboud M.M., Konshina E.A., Zakharov V.V.

ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

Photoluminescence of samples of hydrogenated amorphous carbon with different optical gaps and different in thickness were measured. Localized surface plasmon resonance of metal NPs and Photoluminescence of quantum dots deposited on a-C:H films were studied.

Currently, the study of metallic nanostructures and semiconductor quantum dots (QDs) interaction is relevant. Interest in the research of composite nanostructures of the metal-semiconductor type is related to the optical properties of semiconductor quantum dots in the near field of metallic nanostructures which have enormous practical potential. Surface plasmon resonance of metal nanoparticles can change absorption and luminescence of QD [1-2] and the photophysical effects on the metal surface are used to develop new optical biosensors [3]. One of the research areas of such effects is the enhancement of the luminescence of hybrid structure of quantum dots and metal NPs deposited on hydrogenated amorphous carbon. Hydrogenated amorphous carbon (a-C:H) has received attenuation due to its wide applications in micro-electronics and optoelectronics. The a-C:H films were obtained by chemical deposition of toluene vapor (CVD) in a glow discharge plasma at a direct current supported by a magnetron plasma localized near the anode [4]. The soft and polymeric a-C:H films with strong light emission has been widely studied due to its promising functionality as an active layer in light emitting devices.

Photoluminescence (PL) of (a-C:H) films with different thickness was measured and the localized surface plasmon resonance (LSPR) of granulated metal NPs deposited on a-C:H films and Photoluminescence (PL) of semiconductor quantum dots (CdSe/ZnS) in hybrid structure with a-C:H thin films were studied. The morphology of the metal NPs deposited on quartz substrate and on a- C:H thin films have been investigated by scanning electron microscopy.

Список литературы

- 1. Y. Tang, Q. Yang, T. Wu, L. Liu, Y. Ding, B. Yu, Langmuir 30, 6324-6330 (2014)
- 2. W. Deng, E. Goldys, Analyst 139, 5321-5334 (2014).
- 3. M. G. Kang, T. Xu, H. Park H, X. Luo, L. Guo, Adv. Mater.22, 4378-4383 (2010).
- 4. Konshina E.A.INTECH open science.125-146.(2016).

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗМЕРНО-ЗАВИСИМЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Аg2S В РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ПАССИВАЦИИ ИНТЕРФЕЙСА

Кондратенко Т.С., Гревцева И.Г., Смирнов М.С., Овчинников О.В., Шабуня-Клячковская Е.В.*, Мацукович А.С.*, Перепелица А.С.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия *Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь

В работе представлены закономерности размерно-зависимых спектральных свойств квантовых точек (КТ) Ag₂S, пассивированных тиогликолевой кислотой (TGA) средними размерами от 1.4 нм до 2.1 нм. Обсуждаются зависимости размерного эффекта в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции от условий синтеза квантовых точек Ag₂S/TGA. Продемонстрировано изменение характера люминесценции квантовых точек Ag₂S/TGA от рекомбинации в области 870 – 1000 нм к экситонной люминесценции с максимумом при 620 нм в различных условиях пассивации интерфейсов. Результаты ИК спектроскопии свидетельствуют о различных механизмах связывания лиганда с интерфейсом КТ.

На сегодняшний день большой научный и практический интерес представляют полупроводниковые коллоидные квантовые точки (КТ) ввиду их размерно-зависимых оптических и спектральных свойств. Поэтому важна разработка приемов управления размерно-зависимыми оптическими свойствами КТ. Основной подход к управлению заключается в вариации условиями их синтеза.

Определенный интерес представляет управление люминесцентными и абсорбционными свойствами КТ Ag₂S за счет изменения условий их пассивации. Особенностью КТ Ag₂S является низкая растворимость самого соединения сульфида серебра, а также совпадение области люминесценции и возбуждения люминесценции с терапевтическим окном прозрачности биологических тканей (650-1300 нм). Вместе с тем для КТ Ag₂S научной литературе отсутствует исчерпывающий экспериментальный материал, позволяющий проанализировать размерный эффект в спектрах оптического поглощения и люминесценции [1, 2].

Данная работа посвящена анализу формирования коллоидных КТ Ag₂S, приготовленных водным синтезом с применением в качестве пассиватора молекул тиогликолиевой кислоты (ТГК). Обсуждаются зависимости размерного эффекта в спектрах оптического поглощения и фотолюминесценции от условий синтеза квантовых точек Ag₂S/TGA.

Коллоидные КТ Ag₂S/TGA создавали по методике водного синтеза, используя два варианта метода [3]. В первом варианте синтеза КТ Ag₂S/TGA (І тип) основным источником серы была только TGA. Во втором варианте синтеза образцов коллоидных КТ Ag₂S/TGA (ІІ тип) источником серы был не только водный раствор TGA, но и Na₂S. Подробно методики синтеза представлены [3]. При этом подбирали условия, в которых наблюдали различное расположение полос поглощения и фотолюминесценции.

Для синтезированных в рамках используемого подхода КТ Ag₂S цифровой анализ ПЭМ – изображений показал формирование в рамках первого подхода к синтезу ансамблей КТ средними размерами, составляющими около 2.0 нм и низкой дисперсией 10-15 %. При использовании в синтезе КТ раствора Na₂S в качестве источника серы получали ансамбли наночастиц средними размерами 1.5-2.5 нм (КТ Ag₂S/TGA) с распределением по размерам в пределах 20-30 %.

Данные ПЭМ высокого разрешения показали дифракцию электронов от (031) атомных плоскостей нанокристаллов Ag₂S с моноклинной решеткой (пространственная группа *P*2₁/c) [3].

Также структурные свойства КТ Ag_2S были охарактеризованы методами спектроскопии комбинационного рассеяния. ГКР спектры характеризуются широкой интенсивной полосой с максимумом области 225 см⁻¹. Данная полоса обусловлена проявлением в спектрах оптических фононов, локализованных в наночастицах Ag_2S . В области 400-440 см⁻¹, по-видимому, наблюдаются слабые обертоны соответствующей основной моды. Наличие обсуждаемых пиков свидетельствует о частицах Ag_2S , сформированных в моноклинной решетке [2]. Значительная

полуширина наблюдаемой основной моды, может быть обусловлена нестехиометрией сульфида серебра, а также присутствием в ансамбле наночастиц разных размеров. Данный вывод согласуется с данными других авторов, отмечающих, что структура Ag₂S может включать как аморфную, так и поликристаллическую фазы [2].

Особенности пассивации КТ Ag₂S молекулами TGA для (I тип) и (II тип) анализировали по изменениям во ИК спектрах. Образцам и сравнения служили ИК спектры молекул TGA в водном растворе. На основе наблюдаемых изменений ИК спектров TGA сделано заключение о существовании различий в механизме связывания молекул лиганда (TGA) с интерфейсами КТ Ag₂S при разных способах синтеза. Исчезновение пика для тиольной группы S-H (2558 см⁻¹) указывает на возникновение координационной связи между тиольной группой TGA и атомами интерфейса КТ Ag₂S.

Различие ИК спектров TGA для образцов, КТ Ag₂S, полученных двумя разными способами синтеза, свидетельствует о разных состояниях их интерфейсов. Для образца I тип наблюдали пик (1700 см⁻¹), характерный для C=O, вероятно, адсорбированного на интерфейсе КТ. Кроме того, для полосы ассиметричного колебания карбоксилат-аниона TGA (COO⁻) наблюдаются значительные сдвиги: большой сдвиг относительно раствора для КТ I типа (от 1567 к 1584 см⁻¹) и меньший сдвиг для КТ II типа (от 1567 к 1577 см⁻¹). Этот спектральный сдвиг указывает на то, что во взаимодействии с интерфейсом КТ помимо тиольной участвует группа СОО⁻.

Спектры оптического поглощения исследуемых образцов представляли собой широкие полосы, характерные для полупроводниковых КТ с особенностью, расположенной в области от 1.55 до 2.95 (±0.01) эВ (рис.). Она обусловлена наиболее вероятными экситонными переходами в оптическом поглощении.

Положение полос люминесценции и свойства спектров фотолюминесценции для образцов КТ Ag₂S (I тип) и (II тип) существенно отличались (рис.).



Рисунок. Спектры оптического поглощения и фотолюминесценции растворов коллоидных КТ Ag₂S/TGA различных средних размеров

Установлено, что синтезированные образцы коллоидных квантовых точек Ag₂S/TGA обладают размерно-зависимыми спектрами оптического поглощения и фотолюминесценции. С уменьшением среднего размера КТ в образце наблюдается синий сдвиг экситонной полосы

поглощения, и аналогичный сдвиг рекомбинационной полосы. При этом для Ag₂S/TGA отмечен слабый размерный синий сдвиг полосы ИК люминесценции от 1000 нм к 870 нм при уменьшении размера квантовых точек от 2.1 нм до 1.4 нм, что вызвано механизмом излучательной рекомбинации, в рамках которого вероятна излучательная рекомбинация дырки с электроном локализованным на центре люминесценции.

Приведенные данные демонстрируют изменение характера люминесценции квантовых точек Ag₂S/TGA от рекомбинации в области 870 – 1000 нм к экситонной люминесценции с максимумом при 620 нм, возникающее за счет использования в качестве источника серы только TGA. Использование в качестве источника серы Na₂S увеличивает концентрацию активных ионов серы в синтезе квантовых точек Ag₂S/TGA, что способствует формированию центров ИК рекомбинационной люминесценции и подавлению экситонной люминесценции. Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о тушащем действии адсорбированной серы на экситонное свечение квантовых точек Ag₂S/TGA. Увеличение количества Na₂S в синтезе ведет к увеличению размеров КТ и батохромному смещению пика рекомбинационной полосы для наименьших КТ (d = 1.4 нм) от 870 нм к 1000 нм - для наиболее крупных КТ. (d = 2.1 нм). Что является проявлением размерного эффекта в спектрах фотолюминесценции. Таким образом, можно заключить, что после каждой процедуры добавления Na₂S прекурсор реагирует с интерфейсом КТ Ag₂S. Изменение состояния интерфейсов КТ ведут к полному тушению экситонной полосы и появлению рекомбинационной люминесценции. Отсутствие в результирующем спектре заметного вклада от экситонной полосы люминесценции КТ Ag₂S свидетельствует о подавлении этого механизма свечения за счет быстрого захвата фотоносителей дефектно-примесными ловушками, конкурирующего с заполнением электронами низших экситонных состояний и связанными с этими состояниями излучательными переходами. В результате было предположено, что избыточная концентрация ионов серы способствует их адсорбции на интерфейсах КТ и ловушечных состояний, которые обеспечивают эффективное возбуждение рекомбинационного свечения и тушение экситонного.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ (Бел мол а №17-52-04090).

Список литературы

1. M. Z. Hu, Nanoscale Research Letters, 10, 469-476, (2015).

2. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Б.И. Шапиро, Т.С. Шатских, А.С. Перепелица, Н.В. Королев, *ФТП*, **49**, №3, 385-391, (2015).

3. О.В. Овчинников, М.С. Смирнов, Т.С. Кондратенко, А.С. Перепелица, И.Г. Гревцева, С.В. Асланов, *Опт. и спектр.*, **125**, № 1, 105-110 (2018).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИТТЕРБИЯ НА СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФТОРФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ Богданов О.А, Колобкова Е.В.

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия.

В данной работе было исследовано влияние концентрации ионов иттербия на спектрально-люминесцентные свойства и лазерные параметры фторфосфатных стекол системы Ba(PO₃)₂ - MgCaSrBaAl₂F₁₄.

Введение. Ион иттербия используется в качестве активатора для перестраиваемых и короткоимпульсных лазеров. Эффективная генерация в активированных иттербием материалах возможна благодаря малой разности между энергией накачки и энергией вынужденного излучения [1]. Простая схема энергетических уровней обеспечивает отсутствие потерь на апконверсию, кросс-релаксацию и другие концентрационные эффекты [2]. В представленной работе рассмотрена система стёкол на основе Ba(PO₃)₂ - MgCaSrBaAl₂F₁₄. Выбор данной системы обусловлен тем, что на её основе были получены фторидные стёкла устойчивые к кристаллизации [3]. Целью данной работы является изучение влияния концентрации ионов иттербия на спектрально-люминесцентные и лазерные свойства фторфосфатных стекол

Материалы и методика исследования. В представленной работе рассмотрена система стёкол 5Ba(PO₃)₂-(38-х)AlF₃- RO₂-хYbF₃, где R = Ba, Ca, Mg, Sr; x = 0,5, 1, 2, мол.%. Синтез стекол был проведен в аргоновой атмосфере при температуре 1050°С. Отжиг стекол проводился в муфельной печи при температуре 440°С. Спектры поглощения образцов были получены на спектрофотометре Varian Cary 500 в диапазоне 250-1700 нм (оптическая плотность D = 0-10; спектральный диапазон регистрации 200-3300 нм; разрешение 0,1 нм, время интеграции 0,5 с). Измерение спектров люминесценции проводили в диапазоне 980-1140 нм с шагом 0.1 нм при комнатной температуре. Возбуждение люминесценции осуществлялось с помощью импульсного лазера LQ 129 с параметрическим генератором LP 604 фирмы Solar Laser Systems (длительность импульса 18 нм, частота повторения импульсов 10Гц, $\lambda_{pump} = 974$ нм).

Расчет сечений вынужденного излучения велся по формуле Фюхтенбауер-Леденбурга (формула 1) и по формуле МакКамбера (формула 2):

$$\sigma_{\rm emi} = \frac{\lambda_{\rm p}^4 A_{ra}}{8\pi c n_{\lambda p}^2 \Delta \lambda_{\rm eff}} = \frac{3 \int k(\lambda) d\lambda}{4\Delta \lambda_{\rm eff}} \tag{1}$$
$$\sigma_{\rm emi}(\lambda) = \sigma_{\rm abc}(\lambda) \frac{Z_l}{2} \exp\left(\frac{E_{Zl} - hc\lambda^{-1}}{2}\right) \tag{2}$$

Результаты и обсуждение. Результаты измерений и расчетов спектрально-
люминесцентных характеристик фторфосфатных стекол представлены в таблице. Сечение
поглощения
$$\sigma_{abs}(\lambda_p)$$
 уменьшается с увеличением концентрации YbF₃. Радиационное время
жизни τ_{rad} незначительно увеличивается с увеличением концентрации YbF₃. Экспериментальное
время жизни при увеличении концентрации YbF₃ уменьшается с 2,1 мсек до 1,56 мсек для 0,5%

и 2% YbF₃ соответственно. Наибольшие квантовый выход, сечение поглощения и сечение вынужденного излучения соответствует концентрации 0,5%. На рис. для данной концентрации представлены зависимости сечения поглощения и сечения вынужденного излучения σ_{emi} от длины волны λ .

актив	ированных `	Yb ³⁺ при ком	натной т	емперату	ре в зависи	имости от к	онцентрации	и активато	ра
	YbF ₃ ,	σ_{abs} (λ_p), 10 ⁻	$ σ_{emi}(λ_0), 10^{-20} cm^2 $		$\Delta\lambda_{eff, HM}$	τ_{rad} , мсек	τ_{exp} , мсек	Q %	
	мол.%	20 cm ²							
			McC	F-L					
	0,5	1,409	0,562	0,561	45,64	2,38	2,1	91,63	
	1	1,267	0,524	0,508	46,73	2,49	1,89	75,99	
	2	1,161	0,50	0,469	47,79	2,64	1,56	59,11	

Таблица.	Спектрально-люминесцент	ные свойства	фторфосфатных	стекол
\mathbf{V}	при компатной температуре		W OT KOULLEUTDALL	ии акти

Рассматриваемые в данной работе стекла отличаются от других фторфосфатных стекол [1, 4, 5] самым большим временем жизни люминесценции, что связанно с очень малым содержанием фосфатов



Рисунок. Зависимость сечения поглощения и вынужденного излучения от длины волны для стекла с 0,5% YbF₃

Выводы. Получены фторфосфатные стекла с различными концентрациями ионов иттербия. Наибольший квантовый выход и сечение вынужденного излучения соответствует содержанию YbF₃ 0,5 мол. %. Большое время жизни люминесценции τ_{exp} и достаточно широкая полоса поглощения позволяет использовать данные стекла в короткоимпульсных лазерных системах с диодной накачкой.

Список литературы

1. K. Venkata Krishnaiah, C. K. Jayasankar, V. Venkatramu, S. F. Leo'n-Luis, V. Lavı'n, S. Chaurasia, L. J. Dhareshwar. App. Phys. B. **2** may 2013;

2. Michalis N. Zervas, Christophe A. Codemard IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, **Vol. 20**, No. 5, September/October 2014;

3. Халилев В.Д, Л.Б Анисонян, Физика и химия стекла №6 (11) 1985 – с. 734 – 737;

4. P.F. Wang, B. Peng, W.N. Li, Ch.Q. Hou, J.B. She, H.T. Guo, M. Lu. Yb^{3+} doped fluorophosphate laser glasses with high gain coefficient and improved laser property. Solid State Sciences **14** (2012) P. 550-553;

5. Ju H. Choi, Alfred Margaryan, Ashot Margaryan, Frank G. Shi Journal of Alloys and Compounds **396** (2005) 79–85;

ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ ИЗ КОМПЛЕКСНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ОТ МЕТОДИКИ ИХ СИНТЕЗА Козлова Д.А.*, Миронов Л.Ю.*, Шурухина А.В.**

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

Исследовано влияние метода синтеза наночастиц из дикетонатов европия и красителей на их флуоресценцию. Показано, что метод синтеза комплексов влияет на локальное окружение ионов европия. При добавлении оксазиновых красителей в наночастицы наблюдается их замедленная флуоресценция.

Метод переосаждения применяется для синтеза широкого класса наночастиц. Переосаждение из растворителей, смешивающихся с водой, применялось для синтеза полимерных наночастиц с примесью красителей, а также наночастиц из органических молекул и сопряженных полимеров [1-3]. Варьирование параметров растворителей, температуры, концентрации исходных компонентов и метода гомогенизации раствора может оказывать значительное влияние на размеры и оптические свойства формирующихся наночастиц.

В данной работе исследуются флуоресцентные наночастицы из комплексов европия с 2нафтоилтрифторацетоном (NTA) и 1,10-фенантролином (phen). Для синтеза наночастиц было использовано два различных метода. В первом методе (M1) формирование комплексов и наночастиц происходило при введении органических лигандов в водный раствор нитрата европия. Во втором методе (M2) наночастицы были получены переосаждением комплексов Eu(NTA)₃phen из ацетонитрила в водный раствор. Исследование люминесценции наночастиц показало, что локальное окружение ионов европия в наночастицах, синтезированных по М2, более симметрично. Затухание люминесценции европия в наночастицах М2 носило моноэкспоненциальный характер, в отличие от наночастиц М1. Внедрение оксазиновых красителей в наночастицы приводит к тушению люминесценции европия, вызванной переносом энергии от комплексов на красители. Вместе с тушением люминесценции европия наблюдается появление сенсибилизованной флуоресценции красителей, что позволяет расширить спектр флуоресценции наночастиц. При исследовании кинетических параметров флуоресценции красителей, было обнаружено, что флуоресценция красителей наблюдается в микросекундном диапазоне времени при их сенсибилизации комплексами европия. Данный эффект объясняется переносом энергии от комплексов европия, имеющих время жизни порядка сотен микросекунд, на молекулы красителей. Наночастицы с микросекундными временами жизни флуоресценции могут быть использованы в люминесцентной микроскопии с временным разрешением.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-33-01044.

Список литературы

1. A. Reisch, A.S. Klymchenko, *Small*, **12**, 1968-1992, (2016).

2. C. Wu, Y. Zheng, C. Szymanski, J. McNeill, J. Phys. Chem. C., 112, 1772-1781, (2008).

3. M. Mitsui, Y. Kawano, Chem. Phys., 419, 30-36, (2013).

РАЗРАБОТКА ШИРОКОПОЛОСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР

Новикова Ю.А., Рыжиков М.Б.

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

В работе рассмотрен процесс синтеза широкополосных просветляющих пленочных структур в заданном диапазоне длин волн с требуемыми оптическими характеристиками. Предложены многослойные покрытия на основе пленок Ge, SiO и ZnSe. Полученные оптические параметры подтверждены экспериментальным образом.

Широкополосные оптические пленочные структуры, например, просветляющие покрытия (ПП), обычно используются в оптическом приборостроении, в оптических датчиках, как детали фотоники и оптотехники, в спектральных измерительных приборах и т.д. Существует огромное количество типов просветляющих покрытий. Однако, до настоящего времени не созданы универсальные методы синтеза пленочных ПП, работающих в широкой области спектра, в частности, для инфракрасного диапазона длин волн.

Разработке таких покрытий и методам их синтеза уделяется большое внимание [1, 2]. Известные конструкции ПП характеризуются значительным отражением в зоне просветления, узостью диапазона пропускания. Кроме того, они сложны для технической реализации, так как пленочные структуры состоят из нескольких материалов с разными параметрами: показателями преломления и экстинкции.

В работе представлена методика проектирования широкополосных покрытий с использованием разработанных программ анализа и синтеза оптических структур [3-5], которые позволяют оптимизировать процесс проектирования и изготовления пленочных ПП с требуемыми спектральными характеристиками.

В настоящей работе проводился синтез ПП для диапазонов 3-5 мкм и 7-12 мкм на основе пленок оксида кремния (SiO), германия (Ge) и селенида цинка (ZnSe). В качестве подложки мы использовали Ge, который обладает высоким показателем преломления. Материал Ge характеризуется тем, что его прозрачность на длинах волн более 14 мкм уменьшается. При этом сам интервал «прозрачных» длин волн начинается от 2 мкм.

Синтез ПП проводился с помощью программы Film Manager [3]. В программе предусмотрено выполнение двух поисковых алгоритмов – случайного перебора с переменным шагом поиска и метода квадратичной аппроксимации Пауэлла [3].

В программе предусмотрены следующие опции. Синтез оптического покрытия на основе пленок с произвольным коэффициентом преломления *n* и толщиной *h*. Замена моделей пленок на эквивалентную трехслойную структуру типа HLH или LHL. Замена этой трехслойной структуры на реальные пленки из базы данных.

Рассмотрим алгоритм синтеза ПП с использованием программы Film Manager. Поэтапный процесс синтеза включает: выбор начального приближения, оптимизацию по показателям преломления и толщинам слоев, замену слоев эквивалентными комбинациями и дальнейшую оптимизацию ПП по толщинам слоев, а также расчет функции качества. Анализ устойчивости полученного решения к ошибкам в толщинах слоев проводится с помощью отдельной программы Stability Analysis [5].

Спроектированные широкополосные пленочные структуры представлены в таблице ниже.

Они были изготовлены, а их оптические параметры, заложенные при синтезе, подтверждены экспериментальным путем.

Спектры изготовленного и спроектированного покрытий представлены на рис. 1 и рис. 2. Их различие составляет не более 5% и определяется погрешностями толщин в слоях при производстве ПП.

Гаолица. Спроектированные широкополосные пленочные структуры							
	Спроектирован	ное ПП №1 для	Спроектированное ПП №2 для				
№ слоя	диапазон	на 3-5 мкм	диапазона 7-12 мкм				
	материал	h, \scrib4	материал	h, λ/4			
1	2	3	5	6			
1	SiO	20	ZnSe	0.92			
2	Ge	0.43	Ge	0.69			
3	SiO	0.69	SiO	2.56			
4	Ge	0.26	-	-			
5	SiO	0.51	-	-			
6	Ge	2	-	-			
7	SiO	0.94	-	-			



Рис. 1. Спектры пропускания ПП (синтезированный спектр соответствует черному цвету, измеренный – серому) для покрытия №1 (из таблицы)



Рис. 2. Спектры пропускания ПП (синтезированный спектр соответствует черному цвету, измеренный – серому) для покрытия №2 (из таблицы)
Синтезированные ПП обладают широкополостностью и характеризуются пропусканием с каждой стороны не менее 95%. Они отличаются минимальной гигроскопичностью, твердостью (соответствующей первой группе), сохраняют эксплуатационные свойства долгое время за счет механической прочности и химической стойкости.

Список литературы

1. Э.С. Путилин, Оптические покрытия. 227, (2010).

2. П.П. Яковлев, Б.Б. Мешков, *Проектирование интерференционных покрытий*, 192, (1987).

3. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, И.И. Коваленко, Информационно-управляющие системы, 76, № 3, 41-48, (2015).

4. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, Оптический журнал, **80**, №9, 61-67, (2013).

5. Е.Н. Котликов, Ю.А. Новикова, *Информационно-управляющие системы*, **62**, №1, 41-46, (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНЕНИЯ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК С НАКЛОННЫМИ ШТРИХАМИ ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДЕФОРМАЦИИ Залесская Ю.К., Мунько А.С., Варжель С.В., Новикова В.А., Михнева А.А., Идрисов Р.Ф.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлено исследование применения волоконных брэгговских решеток с наклонными штрихами для одновременного измерения температуры и деформации. Результаты экспериментов и их графические представления приведены в виде спектральных характеристик волоконных решёток показателя преломления с наклонными штрихами.

Развитие волоконной оптики продемонстрировало широкие возможности использования оптического волокна (OB) в волоконно-оптических датчиках, линиях связи, лазерах, усилителях и т.д. Изменение структуры волокна под действием ультрафиолетового излучения, впервые описанное в 1978 году [1], позволило использовать OB в оптических фильтрах, резонаторах, компенсаторах дисперсии и т. д. В 1989 году была опубликована работа [2], авторы которой представили методику записи решёток Брэгга через боковую поверхность оптического волокна (OB); результатом данной публикации стало активное изучение волоконных брэгговских решёток (ВБР) ввиду широких возможностей их применения в различных областях.

Применение ВБР в различных областях техники связано с рядом преимуществ, таких как: возможность подстройки необходимых параметров, стабильность работы таких решёток, активное изучение и исследование специальных структур решёток Брэгга. Одна из таких специальных структур представляет собой решетку показателя преломления, штрихи которой расположены под определенным углом наклона к поперечному сечению волокна. Такие виды ВБР, называемые наклонными волоконными брэгговскими решётками (НВБР), позволяют наблюдать в спектре пропускания минимумы, соответствующие резонансам взаимодействия мод сердцевины и m-той моды оболочки.

Основным свойством HBБР, которое позволяет использовать данные структуры для одновременного измерения двух различных величин, является способность связывать направляемые моды с модами, распространяющимися в том же и противоположном направлениях на определенных длинах волн. Был описан способ мониторинга резонанса моды сердцевины и резонанса моды, которая является результатом взаимодействия моды сердцевины и первой моды оболочки, в спектре пропускания волоконных решёток показателя преломления с наклонными штрихами, позволяющий разделять два воздействия, вызванные разными внешними факторами, например температурой и деформацией [3].

В данной работе запись решёток осуществлялась на модернизированном интерферометре Тальбота (рис. 1), в основную конструкцию которого был добавлен поворотный держатель оптического волокна, а в качестве источника излучения использовалась KrF эксимерная лазерная система Optosystems CL-7550 типа задающий генератор – усилитель. Излучение, проходя через фазовую маску, дифрагирует, +1 и -1 порядки дифракции, отражаясь от зеркал, создают интерференционную картину, в результате чего осуществляется запись ВБР. Изменяя угол поворота волокна θ_{ext} при помощи поворотного держателя OB, (см. рис. 1) относительно интерференционной картины, можно получать наклонные волоконные решетки показателя преломления с различными углами наклона.

По описанной методике осуществлялась запись НВБР в стандартное изотропное ОВ и волокно с повышенной фоторефрактивностью. Увеличение уровня фоторефрактивности в одном случае произвели путем увеличения концентрации диоксида германия в сердцевине волокна до 12 мол.% (в обычном волокне 3 мол.%). Для того, чтобы иметь возможность отслеживать не только изменение пика брэгговского резонанса, но и остальное множество пиков, соответствующих резонансам взаимодействию мод сердцевины и мод оболочки, необходимо регистрировать спектр пропускания. Спектр пропускания наблюдался на оптическом

спектроанализаторе Yokogawa AQ6370C с диапазоном измерений 600–1700 нм и разрешающей способностью 20 пм.



Рис. 1. Функциональная схема записи решеток показателя преломления с использованием интерферометра Тальбота

Эксперименты заключались, в первом случае - в постепенном увеличении нагрузки на волокно, а во втором случае - в постепенном нагревании волокна с наклонной волоконной решеткой показателя преломления. Эксперименты для различных температур и прикладываемых растяжений проводились для наклонных решеток показателя преломления, записанных в волокна SMF-28 и I-1.

Чтобы получить наглядный результат исследования применения НВБР для измерения двух различных величин воздействия, необходимо отследить зависимость разницы смещения длин волн резонанса Брэгга и оболочечного резонанса при нагревании и натяжении наклонной волоконной решетки Брэгга. Для этого были выведены на один график зависимости сдвига длин волн резонанса Брэгга и резонанса взаимодействия моды сердцевины и низшей моды оболочки для двух экспериментов: нагревания в термокамере и приложения натяжения к оптическому волокну. Объединим графики зависимостей для волокон SMF – 28 и I – 1. Полученный график представлен на рисунке 2.



Рис. 2. Зависимость изменения разницы длин волн брэгговского резонанса и резонанса 1ой моды оболочки от температуры и растяжения

Результатом данной работы является подтверждение возможности применения одной наклонной волоконной решетки Брэгга для измерения двух различных величин, например температуры и деформации. Результаты экспериментов и их графические представления приведены в виде спектральных характеристик волоконных решёток показателя преломления с наклонными штрихами. Представлены и исследованы зависимости разницы изменения спектрального расстояния между длинами волн брэгговского резонанса и резонанса первой моды оболочки от воздействия температуры и растяжения у двух волокон с различным содержанием диоксида германия в сердцевине.

Список литературы

- 1. Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C., Kawasaki B, Appl. Phys. Lett., 32, № 10, 647-649, (1978).
- 2. Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H., Opt. Lett., 14, № 15, 823-825, (1989).
- 3. Chehura, E.; James, S.W.; Tatam, R., Opt. Comm., 9, 344-347, (2007).

МНОГОСЕРДЦЕВИННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО С МАССИВОМ ЧИРПИРОВАННЫХ ВБР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРАЕКТОРИИ УКЛАДКИ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА В ПРОСТРАНСТВЕ Егорова Д.А., Куликов А.В., Коннов К.А., Грибаев А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время актуальными являются разработка и создание измерительной системы для определения и контроля расположения и изгибов протяженных объектов в пространстве. В работе представлена волоконно-оптическая измерительная система на основе многосердцевинного оптического волокна с массивом чирпированных ВБР.

Волоконно-оптические измерительные системы в настоящее время нашли широкое применение в различных отраслях: авионике, металлургии, автоэлектронике, теплотехнике и энергетике, медицине, высокоточных системах вооружений. Большинство из таких систем представляют собой оптоволоконные устройства для детектирования физических величин, обычно температуры или механического напряжения, но также смещения, вибраций, давления, ускорения, угловой скорости и концентрации химических веществ [1]. Актуальными на данный момент является разработка и создание измерительной системы для определения и контроля расположения и изгибов протяженных объектов в пространстве. Данная система, позволяющая определить форму объекта, включая длинные гибкие тела, находит применение в медицине (контроль положения малоинвазивных хирургических устройств и инструментов, введенных в организм человека), аэрокосмической отрасли (мониторинг во время полета развертываемых конструкций), энергетике (измерение формы лопасти на ветровых турбинах для управления ими в реальном времени) и др.

Волоконно-оптические измерительные системы для определения И контроля расположения и изгибов протяженных объектов в пространстве реализуется на основе волоконных решеток Брэгга, записанных по всей длине многосердцевинного волоконного световода [2]. Датчики на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР) широко используются для динамической структурной деформации в различных инженерных сооружениях, включая мониторинг трубопроводов, нефтяных скважин, мониторинг состояния зданий и сооружений. ВБР представляет собой модуляцию показателя преломления в сердцевине оптического волокна, которая приводит к отражению света, распространяющегося по волокну в узком диапазоне длин волн, для которых выполняется условие Брэгга, связывающее длину волны и период решетки. Анализируя спектры отражения от ВБР на одном участке волокна, можно определить относительные уровни деформации волоконного световода [3-4]. Это связано с тем, что решетка на внутренней стороне изгиба волокна будет испытывать сжатие, что приводит к уменьшению периода решетки, в то время как на внешней – растяжение, и, соответственно, увеличение периода. Дальнейшая обработка результатов позволяет удаленно восстановить форму оптического волокна, повторяющего расположение протяженных объектов в пространстве, в трехмерной системе координат [5-6].

В настоящей работе волоконно-оптическая измерительная система реализуется на основе чирпированных волоконных брэгговских решеток, записанных в оптическое волокно с помощью интерферометра Тальбота. В процессе записи каждой последующей решетки изменялась центральная длина волны Брэгга, т.о. каждой решетки соответствует свой спектр отражения. На Рис. 1 показана оптическая схема эксперимента.



Рис. 1. Оптическая схема эксперимента

Оптическое волокно с массивом решеток подключалось с помощью ответвителя к источнику излучения и спектранализатору и укладывалось по схеме, изображенной на Рис. 2. Радиус изгиба – 20 мм. Пунктирной линией отмечено расположение волокна. Снимались спектры на спектроанализаторе до изгиба волокна и после. На Рис. 3 приведен спектр отражения от массива ВБР в оптическом волокне до и после воздействия.



Рис. 3. Спектры отражения от массива чирпированных ВБР до и после изгиба волокна

Полученные экспериментальные результаты с односердцевинным волокном показали, что волокно чувствительно к изгибам. Для построения волоконно-оптической измерительной системы для определения траектории укладки в пространстве необходимо использовать многосердцевинное волокно.

На основе полученных результатов эксперимента была построена компьютерная модель многосердцевинного волокна в среде COMSOL Multiphysics. Многосердцевинное волокно представляет собой оптическое волокно с внешним диаметром 125 мкм. Волокно содержит семь сердцевин с диаметром 5 мкм, которые имеют гексагональное расположение. Расстояние между сердцевинами составляет 35 мкм. На Рис. 4 показана геометрия данного волокна.

Модель представляет собой участок волокна длиной 12 мм с 10 мм параметрическими кривыми, симметрично расположенными в центре каждой сердцевины. В каждой параметрической кривой создано распределение точек в соответствие с периодом чирпированной решетки, записанной в односердцевинное волокно. Задавая радиус изгиба волокна (Рис. 5), возможно определить смещение каждой точки кривой относительно начального положения, тем самым установить зависимость изменения периода решетки от величины изгиба, и, следовательно, сдвига длины волны Брэгга в спектре отражения, что позволит удаленно восстановить траекторию укладки волоконного световода в пространстве.



Рис. 4. Многосердцевинное волокно

Рис. 5. Модель волокна в COMSOL Multiphysics

Многосердцевинное оптическое волокно с массивом чирпированных ВБР позволит определить траекторию укладки волоконного световода в пространстве без использования методов частотной оптической рефлектометрии.

Список литературы

1. Sh. Yin, P. Ruffin, T. S. Francis, Fiber Optic Sensors, Second Edition, CRC Press, 496, (2008).

2. R. Kashyap, Fiber Bragg Gratings, 2nd ed., Elsevier, (2010).

3. R. G. Duncan, M. E. Froggatt, S. T. Kreger, R. J. Seeley, D. K. Gifford, A. K. Sang, and M. S. Wolfe, *High-accuracy fiber-optic shape sensing, Proc. SPIE*, **6530**, 65301S, (2007).

4. J.P. Moore, M.D. Rogge, *Shape sensing using multi-core fiber optic cable and parametric curve solutions, Opt. Express,* **20**, 2967-2973 (2012).

5. J. Yi, X. Zhu, H. Zhang, L. Shen, X. Qia, *Spatial shape reconstruction using orthogonal fiber Bragg grating sensor array, Mechatronics*, **22**, 679–687, (2012).

6. Ch. Ledermann, H. Pauer, O. Weede and H. Woern, Simulation tool for 3D shape sensors based on Fiber Bragg gratings and optimization of measurement points, 6th IEEE Conference on Robotics, Automation and Mechatronics (RAM), 195-20, (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА, ИНДУЦИРОВАННЫХ В АКТИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ Дмитриев А.А., Варжель С.В., Моторин Е.А., Грибаев А.И., Новикова В.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В рамках данной работы проведено исследование волоконных брэгговских структур, индуцированных в активном оптическом волокне. Представлены результаты сравнительного анализа эффективности записи таких волоконных структур в активном оптическом волокне, подвергнутом водородной обработке и, соответственно, не подвергнутом.

Волоконной брэгговской решёткой (ВБР) называют структуру, сформированную в сердцевине оптического волокна, которая являет собой периодическое изменение показателя преломления. Основным свойством ВБР является отражение узкого спектра, на определенной длине волны. Чувствительность резонансной длины волны ВБР к механическим нагрузкам и изменениям температуры предоставляет возможность создания волоконных сенсорных систем.

Волоконный лазер представляет собой волоконный световод, сердцевина которого легирована редкоземельными элементами. Активная среда обычно ограничивается парой волоконных брэгговских решеток, с совпадающими резонансными длинами волн, тем самым образующими резонатор волоконного лазера.

Волоконные лазеры обладают уникальной комбинацией характеристик. Использование одномодовых волоконных световодов обеспечивает высокое качество пучка волоконного лазера. Использование ВБР исключает необходимость юстировки оптической схемы волоконного лазера; вносит минимальные оптические потери в резонатор; упрощает стабилизацию длины волны излучения.

В последнее время возникает интерес в отношении волоконных лазерных датчиков. Это связано с их крайне высокой чувствительностью к температуре и деформации. Эта особенность привела к тому, что именно они стали использоваться как акустические датчики давления, вместо стандартных датчиков, основанных на волоконных брэгговских решетках.

В связи с потребностью в данной технологии возникает большой интерес в индуцировании волоконных брэгговских решеток (ВБР) непосредственно в активных оптических волокнах, для создания резонаторов волоконных лазеров, являющихся чувствительным элементом в волоконных лазерных датчиках.

Во время выполнения данной работы были изучены различные аспекты индуцирования ВБР в активных оптических волокнах. ВБР были записаны в волокнах, легированных ионами эрбия (Er+), проводился анализ спектральных характеристик данных волоконных брэгговских структур, построены основные зависимости отражающие различные свойства данных структур, а также был проведен ряд экспериментов по выявлению свойств и особенностей, присущих данной технологии.

Далее (Рис.), как пример экспериментальных данных, приведена зависимость отражающая эффективность записи ВБР в активном оптическом волокне, подвергнутом водородной обработке и, соответственно, не подвергнутом.



Рисунок. Зависимость роста коэффициента отражения ВБР от числа импульсов, произведенных при записи

Результатом данной работы является получение практически значимых зависимостей, которые позволят в дальнейшем использовать технологию индуцирования ВБР в активных оптических волокнах для построения различного рода сенсорных систем.

ЗАПИСЬ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ

Новикова В.А., Варжель С.В., Коннов К.А., Фролов Е.А., Залесская Ю.К. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлено комплексное исследование характеристик волоконных брэгговских решёток с фазовым сдвигом и описан один из вариантов их применения. Формирование решёток Брэгга производилось на интерферометре Тальбота, а введение фазового сдвига осуществлялось электрической дугой сварочного аппарата.

Развитие волоконной оптики продемонстрировало широкие возможности использования оптического волокна (OB) в волоконно-оптических датчиках, линиях связи, лазерах, усилителях и т. д. Изменение структуры волокна под действием ультрафиолетового излучения, впервые описанное в 1978 году [1], позволило использовать OB в оптических фильтрах, резонаторах, компенсаторах дисперсии и т. д. В 1989 году была опубликована работа [2], авторы которой представили методику записи решёток Брэгга через боковую поверхность оптического волокна (OB); результатом данной публикации стало активное изучение волоконных брэгговских решёток (ВБР) ввиду широких возможностей их применения в различных областях.

Использование ВБР в различных областях техники связано с рядом преимуществ, таких как: возможность подстройки необходимых параметров, стабильность работы таких решёток, активное изучение и исследование специальных структур решёток Брэгга. Одна из таких специальных структур представляет собой две решётки, суммарные излучения которых находятся в противофазе на длине волны брэгговского резонанса. Такие виды ВБР, называемые решётками с фазовым сдвигом, позволяют наблюдать в спектре отражения узкую область пропускания, порядка несколько десятков или единиц пикометров.

Основным параметром, по которому осуществляется сравнение сформированных структур между собой, является ширина области пропускания в полосе отражения на полувысоте. Указанная величина зависит от методики формирования, параметров записи и конечных характеристик ВБР с фазовым сдвигом. В данной работе запись решёток осуществлялась на интерферометре Тальбота (рис. 1а), а в качестве источника излучения использовалась KrF эксимерная лазерная система Optosystems CL-7550 типа задающий генератор – усилитель. Излучение, проходя через фазовую маску, дифрагирует, +1 и -1 порядки дифракции, отражаясь от зеркал, создают интерференционную картину, в результате чего осуществляется запись BБР. После формирования одной BБР, OB сдвигается вдоль оси и записывается вторая BБР таким образом, чтобы расстояние между решётками было равно 1 мм (условия записи обеих решёток Брэгга одинаковы) (рис. 1b). После записи решёток волокно укладывается в сварочный аппарат, и в центре между двумя BБР электрической дугой наводится разность фаз (рис. 1с).



Рис. 1. Схема записи ВБР с использованием интерферометра Тальбота и введение фазового сдвига

По описанной методике осуществлялась запись решёток Брэгга с фазовым сдвигом с контролем таких параметров, как наведённая модуляция показателя преломления и длина решёток. Увеличение длины решёток приводит к уменьшению значения ширины пропускания в полосе отражения (рис. 2).

На рис. 2 представлены зависимости для двух различных значений модуляции показателя преломления с учётом длины сформированных ВБР с фазовым сдвигом.



Рис. 2. Зависимость ширины области пропускания в полосе отражения от длины ВБР с фазовым сдвигом для значений наведённой модуляции показателя преломления, равных $\Delta n = 0.7*10^{-4}$ и $\Delta n = 1.4*10^{-4}$

На основе метода передаточных матриц и методики определения дисперсионной зависимости эффективного показателя преломления был написан алгоритм команд позволяющий рассчитать спектр отражения ВБР с фазовым сдвигом [3]. По спектрам отражения (для различных длин решёток) вычислялось значение ширины проходящего излучения (с учётом параметра модуляции ПП), после чего строилась модель зависимости (пунктирная линия), представленная на рис. 2.

В работе так же представлено исследование влияния приложенной массы на изменение спектров отражения данных структур. На рис. 3 продемонстрировано «расщепление» области пропускания в полосе отражения ВБР с фазовым сдвигом и возникновение второго «провала» при увеличении массы, что связано с проявлением эффекта двулучепреломления при создании механический напряжений в поперечном направлении по отношению к оси волокна.



Рис. 3. Спектры отражения ВБР с фазовым сдвигом при различных значениях приложенной массы

Увеличение приложенной массы приводит к увеличению расстояния между локальными минимумами ($\Delta\lambda^*$), что позволяет создавать на этом эффекте чувствительные элементы волоконно-оптических датчиков давления.

Результатом данной работы является комплексное исследование основного параметра ВБР с фазовым сдвигом (ширины области пропускания в полосе отражения) при различных характеристиках сформированных структур. Данное исследование демонстрирует одно из возможных применений описанных структур, а именно, возможность использования OB с сформированной решёткой Брэгга в качестве чувствительного элемента волоконно-оптического датчика давления. Выбрана и представлена одна из оптимальных методик записи решёток ВБР с фазовым сдвигом, позволяющая контролировать такие параметры, как период и длина решёток, а также модуляция показателя преломления и исключающая использование высокоточных и дорогостоящих приборов на этапе внесения фазового сдвига.

Список литературы

1. Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C., Kawasaki B, *Appl. Phys. Lett.*, **32**, № 10, 647-649, (1978).

2. Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H., Opt. Lett., 14, № 15, 823-825, (1989).

3. Архипов С.В. Исследование и оптимизация технологии записи решёток Брэгга в анизотропных волоконных световодах: дис. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. СПб.: Университет ИТМО, 125 с., (2017).

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛЕНОК ТЮ2 НА ИХ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Ибраев Н.Х., Омарова Г.С., Садыкова А.С., Камалова Г.Б.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Исследовано влияния толщины пленок TiO₂, нанесенных методом spin-coating, на их оптические и фотокаталитические свойства. Показано, что наилучшей фотокаталитической активностью обладают пленки толщиной 2-3 мкм.

В последнее время большую привлекательность приобрела идея создания дешевых и технологичных органических солнечных батарей с использованием широкозонных оксидных полупроводников и органических красителей (DSSC). В последние годы много усилий посвящено синтезу и исследованию материалов для таких ячеек. Накоплен обширный материал для фундаментального понимания принципов работы солнечных элементов путем моделирования электрических и оптических свойств.

Наиболее часто используемым материалом для изготовления DSSC ячеек является диоксид титана. TiO₂ среди широкозонных полупроводников занимает особое место из-за его отличных физических и оптических свойств, таких как высокая температура плавления, химическая инертность, высокая эффективность фотопреобразования и фотостабильность [1-3]. Диоксид титана с шириной запрещенной зоны 3,2 эВ чувствителен только к свету с длинами волн ниже 380 нм, которые находятся в УФ диапазоне. Тем не менее, он является самым популярным фотокатализатором [4] благодаря его высокой окислительной способности и химической стабильности по отношению к окружающей среде. Для более широкого использования TiO2 в фотокатализе и других фото- приложениях требуется его иммобилизация в подходящую подложку. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния толщины пленок TiO₂ на его оптические и фотокаталитические свойства.

Была разработана методика приготовления пленок TiO_2 методом spin-coating. Для приготовления пленок использовали пасту, приготовленную из наночастиц TiO_2 с диаметром частиц меньше 25 нм (Sigma Aldrich). Полученную пасту наносили на твердые подложки и вращали 30 сек со скоростью 500 об/мин, 1000 об/мин, 2000 об/мин, 3000 об/мин, 4000 об/мин, 5000 об/мин и 6000 об/мин. Затем пленки отжигали в муфельной печи согласно методике, приведенной в работе [5]: 105 °C – 5 мин, 210 °C – 5 мин, 325 °C – 5 мин, 375 °C – 5 мин, 450 °C – 15 мин, 500 °C – 15 мин. Для проведения оптических измерений пасту наносили на кварцевые подложки. Для фотокаталитических измерений были использованы стеклянные подложки, покрытые слоем FTO (Sigma–Aldrich, поверхностное сопротивление ~ 7 Ом/кв).

Спектры поглощения измеряли на спектрофотометре Cary-300 (Agilent). Исследование морфологии поверхности и толщины пленко проводили на сканирующем электронном микроскопе Tescan Mira 3LMU. Измерения фотокаталитических свойств проводились на импедансметре Z-500PRO (Elins, Россия) при облучении ячеек стандартным симулированным солнечным излучением (Air Mass (AM) 1.5) в стандартной трехэлектродной ячейке. Противоположным электродом служила платиновая фольга, а в качестве электрода сравнения использовали AgCl. Измерения проводились в электролите 0.1 Μ NaOH в фотоэлектрохимической ячейке с кварцевым окном.

Зависимость оптической плотности и толщины пленок от скорости нанесения пленки TiO₂ показана на рисунке 1. Как видно из рисунка, увеличение числа оборотов пленки приводит к уменьшению оптической плотности образцов, что свидетельствует об их меньшей толщине. При скорости вращения пленки больше 3000 об/мин толщина пленки меняется мало и равна 2,5 – 1,5 мкм.

При исследовании структуры были получены СЭМ снимки, показанные на рисунке 2. Из рисунка видно, что после отжига в пленке формируются поры.

Результаты исследования фотокаталитических свойств приготовленных пленок показаны на рисунке 3.



Рис. 1. Зависимость оптической плотности и толщины пленок TiO₂, от скорости вращения подложки



Рис. 2. СЭМ изображения пленки TiO2, нанесенной при 3000 об/мин



Рис. 3. Фотоиндуцированный ток пленок TiO2, нанесенных при различных скоростях вращения подложки

Из рисунка видно, что наибольшие показатели фототока были зарегистрированы для пленок, нанесенных при 3000 и 4000 об/мин. Пленки, перенесенные при скоростях меньше 2000 об/мин генерируют ток в несколько раз хуже. Увеличение скорости нанесения пленки не приводит к заметному улучшению фотокаталитической активности образцов. Это может быть указывает на то, что пленки, нанесенные при 3000 и 4000 об/мин обладают оптимальной толщиной, когда все молекулы раствора достигают активных центров на поверхности TiO₂. При большей толщине пленки окисление происходит только в приповерхностном слое.

Список литературы

1. X-Y. Zhang, H-P. Li, X-L. Cui, Y. Lin, J. Mat. Chem., 20, 2801-2806, (2010).

2. W.S. Hummers Jr, R. E. Offeman, J. Am. Chem. Soc., 80, 1339, (1958).

3. P. Serp, J.L.Figueiredo, *Carbon Materials for Catalysis*, Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons (2009).

4. K. Hashimoto, H. Irie, A. Fujishima, Jap. J. Appl. Phys., 44, 8269-8285, (2005).

5. B. O'Regan, M. Gratzel, Nature, 353, 737-741. (1991).

КИНЕТИКА АДСОРБЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ПЛЕНОК ПРОИЗВОДНЫХ ГРАФЕНА

Селиверстова Е.В., Ибраев Н.Х., Жумабеков А.Ж.

Институт молекулярной нанофотоники, Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Изучены сорбционные характеристики ленгмюровских пленок на основе производных графена. Показано, что полученные пленки обладают высокой удельной поверхностью. Наилучшие адсорбционные свойства пленок проявляются по отношению к катионному красителю за счет кулоновских сил притяжения.

Графен является многообещающим материалом для использования в энергетике и материалах окружающей среды [1], таких как сохранение солнечной энергии [2], фотовольтаика [3], фотоэлектрохимическая [4] и фотокаталитическая [5-7] генерация водородородного/углеводородного топлива и разложение органических загрязнений. Также углеродные материалы интенсивно изучены для использования в качестве катализатора или в качестве вспомогательной матрицы для улучшения электронных или фотонных свойств полупроводниковых материалов [8]. Известно, что графеновые структуры обладают высокой удельной поверхностью. Однако практически отсутствуют данные об удельной поверхности тонких графеновых пленок.

В настоящей работе изучены адсорбцинные свойства твердых пленок оксидов графена: однослойного оскида графена (SLGO), восстановленного оксида графена (rGO) и допированного азотом оксида графена (NGO) были изучены методом адсорбции органических красителей: при регистрации изменения оптической плотности растворов красителя и при регистрации изменения спектральных свойств пленок оксида графена, приготовленных методом Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ) в видимой части спектра. Спектры поглощения растворов красителей и ЛБ пленок до и после сорбции измеряли на спектрофотометре Cary-300 (Agilent, USA).

Для проведения эксперимента были приготовлены 1-слойные пленки ЛБ SLGO, rGO и NGO при давлениях переноса 8, 20 и 8 мН/м соответственно. Для адсорбции были выбраны водные растворы родамина 6Ж, эозина и Нильского красного с концентрацией 10⁻⁶ моль/л. Данные красители отличаются ионностью, что должно оказать влияние на силу электростатического взаимодействия между частицами оксида графена и молекулами красителя, и, в свою очередь, на число адсорбированных пленкой молекул. Так, родамин 6Ж является катионным красителем, эозин – анионным, а Нильский красный – нейтральный. Исследуемые ЛБ пленки помещали в раствор красителя и измеряли их оптическую плотность через различные промежутки времени.

Также удельная поверхность ЛБ пленок оксидов графена была измерена методом БЭТ на измерительном комплексе Sorbi MS (МЕТА, Россия) с приставкой пробоподготовки SorbiPrep. В качестве адсорбирующегося газа использовалась гелий-азотная смесь.

Для родамина 6Ж измерения показали (рис. 1), что при выдерживании пленки оксида графена в растворе происходит уменьшение оптической плотности (D) красителя. Поскольку оптическая плотность прямо пропорциональна концентрации молекул красителя в растворе, это значит, что часть молекул была адсорбирована пленками производных графена. Наибольшее уменьшение поглощения красителя наблюдалось в течение первых четырех часов сорбции.

Для ЛБ пленок NGO было зарегистрировано уменьшение D с 0,3 до 0,23, что составляет около 20% значения. В дальнейшем оптическая плотность плавно уменьшается, и достигает значения D=0,2, что равно примерно 35% от первоначального значения.

Адсорбция родамина 6Ж поверхностью ЛБ пленки rGO происходит с меньшей эффективностью. Так, оптическая плотность раствора красителя в течение первого часа уменьшилась лишь на 10%, а через сутки – на 25%. Измерения показали, что по истечении 24 часов адсорбции красителя практически не наблюдается.



Рис. 1. Спектр поглощения родамина 6Ж при различных временах сорбции: 1 – до сорбции; 2 – 1 ч; 3 – 2 ч; 4 – 24 ч; 5 – 46 ч; 6 – 720 ч. На вкладке – зависимость оптической плотности раствора красителя от времени адсорбции ЛБ пленками SLGO, rGO и NGO (\lambda per=526 нм)



Рис. 2. Временная зависимость оптической плотности растворов эозина (1, λ_{per}=520 нм) и Нильского красного (2, λ_{per}=560 нм) при сорбции пленкой SLGO

Для эозина адсорбционные свойства ЛБ пленок SLGO проявляются уже в первые 30 минут адсорбции и с течением времени не изменяются. Так, оптическая плотность раствора красителя уменьшилась на 10 % от первоначального значения (рис. 2, кривая 1). Адсорбционные свойства ЛБ пленок NGO и rGO в растворе эозина проявляются слабо. Так, в течение первых двух часов адсорбции оптическая плотность красителя изменилась лишь на 5 – 4 %. Даже по истечении 1 суток дальнейшая адсорбция не наблюдается.

Молекулы Нильского красного также адсорбируются в первые 30 минут выдерживания пленки в растворе (рисунок 2, кривая 2), при этом оптическая плотность красителя уменьшилась на 20%. Даже по истечении 1 суток дальнейшая адсорбция не наблюдается.

Кроме того, площадь удельной поверхности ЛБ пленок может быть оценена по оптической плотности пленок на длине волны поглощения красителя (526 нм). В данном случае падающий свет будут поглощать только те молекулы, которые адсорбировались поверхностью и порами ЛБ пленок. Для исключения процессов осаждения красителя на поверхности пленок перед измерениями образцы тщательно промывались деионизованной водой. Спектры поглощения сорбированных пленок измеряли относительно спектров тех же пленок, измеренных до сорбции.

Как показали измерения, оптическая плотность родамина 6Ж в ЛБ пленке SLGO линейно увеличивается в течение первых 4 суток. В дальнейшем зависимость D(_{набл}) практически не увеличивается и выходит на насыщение. Измерения интенсивности флуоресценции также подтверждают данную тенденцию в первые 4 суток сорбции родамина 6Ж пленкой SLGO. На 7 сутки наблюдается падение интенсивности флуоресценции красителя, что связано с концентрационным тушением люминесценции родамина из-за процесса межмолекулярной агрегации в межлистовых участках оксида графена [7, 8]. Данный процесс свидетельствует о насыщении пленки молекулами красителя.

Оптическая плотность родамина 6Ж как для ЛБ пленки NGO, так и rGO, увеличивается в течение первых 4 часов при 526 нм примерно на 30%. В дальнейшем зависимость D (t_{набл}) практически не увеличивается и выходит на насыщение. При этом оптическая плотность ЛБ пленок NGO почти в 4 раза выше по сравнению с ЛБ пленками восстановленного оксида графена, что коррелирует с данными адсорбции, полученными для растворов.

Таким образом, как показали измерения, наилучшие адсорбционные свойства ЛБ пленок SLGO, NGO и rGO проявляются более активно по отношению к катионному красителю за счет кулоновских сил притяжения между молекулой красителя и кислородсодержащими группами оксида в частицах производных оксида графена [9]. Анионный краситель сорбируется хуже. При этом лучшие сорбционные свойства зарегистрированы для пленок азотированного оксида графена, что свидетельствует о его более высокой площади удельной поверхности. Полученные значения изменения D красителя при адсорбции поверхностью пленок NGO и rGO примерно в 2 раза меньше по сравнению с ЛБ пленками SLGO. Это согласуется с данными БЭТ.

Как показали измерения, при низких парциальных давлениях P/P0=0,06 объем адсорбированного азота пленкой SLGO равен ~66 мл НТД/г. При увеличении парциального давления до 0,2, объем адсорбированного азота составил 214 мл НТД/г. Если считать, что промежуточные точки следующих парциальных давлений находятся в пределах представленного графика, то величина удельной площади поверхности ЛБ пленок оксида графена, определенная при решении уравнения БЭТ на основании полученных данных, равна 290±29 м²/г. Общая площадь поверхности образца составила 1,252 м².

Для ЛБ пленок rGO величина удельной площади поверхности, полученная по аналогичной методике, равна 110±11 м²/г при общей площади удельной поверхности образца 0,135 м². Величина удельной площади поверхности ЛБ пленок NGO равна 293±29 м²/г. Общая площадь поверхности образца составила 0,44 м².

Измеренные значения абсорбционных параметров для ЛБ пленок получены впервые. Измеренное нами значение площади удельной поверхности SLGO больше почти в 5 раз по сравнению со значением, приведенным для оксида графена в мембранах [9]. Значение удельной поверхности rGO сопоставимо со значением, полученным для порошка оксида графена, использованным в работе [10]. Величина удельной площади поверхности ЛБ пленок NGO сопоставима с данными работы [11].

Таким образом, полученные пленки обладают высокими показателями удельной поверхности. Наилучшие адсорбционные свойства ЛБ пленок оксидов графена проявляются по отношению к катионному красителю за счет кулоновских сил притяжения между молекулой красителя и кислородсодержащими группами оксида графена.

Список литературы

1. P.V. Kamat, J. Phys. Chem. Lett., 2, 242 – 251, (2010).

2. D.H. Wang, D.W. Choi, J. Li, Z.G. Yang, Z.M. Nie, R.Kou, ACS Nano, 3, 907-914, (2009).

3. X. Wang, L. Zhi, K. Muellen, Nano Letters, 8, 323-327, (2008).

4. Y.H. Ng, I.V. Lightcap, K. Goodwin, M. Matsumura, P.V. Kamat, J. Phys. Chem. Lett., 1, 2222-2227, (2010).

5. Q. Li, B.D. Guo, J.G. Yu, J.R. Ran, B.H. Zhang, H.J. Yan, J. Am. Chem. Soc., 133, 10878-10884, (2011).

6. H. Zhang, X.J. Lv, Y.M. Li, Y. Wang, J.H. Li, ACS Nano, 4, 380-6, (2010).

7. X-Y. Zhang, H-P. Li, X-L. Cui, Y. Lin, J. Mat. Chem., 20, 2801-2806, (2010).

8. P. Serp, J.L.Figueiredo, *Carbon Materials for Catalysis*, Hoboken, N.J.: John Wiley & Sons (2009).

9. Y. Liu, Ch. Liu, Liu Y., Appl. Surf. Sci., 257, 5513-5518. (2011).

10. C.J. Shih, S. Lin, R. Sharma, M.S. Strano, D. Blankschtein, *Langmuir*, 28, 235-241, (2012).

11. Ya. Li, Q. Dua, T. Liu, X. Peng, J. Wanga, Chem. Eng. Res. Des., 91(2), 361-367, (2013).

ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ВЕРТИКАЛЬНО-ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА, ИЗЛУЧАЮЩЕГО В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 1530-1565 НМ

Рочас С.С., Колодезный Е.С., Курочкин А.С., Бабичев А.В., Новиков И.И., Гладышев А.Г., Егоров А.Ю., Карачинский Л.Я.*, Денисов Д.В.*, Бобрецова Ю.К.**, Климов А.А.**, Блохин С.А.**, Воропаев К.О.***, Ионов А.С.***

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия *ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, Россия ** ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия ***ОАО «ОКБ-Планета», В. Новгород, Россия

Исследованы излучательные свойства напряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP спектрального диапазона 1550 нм, изготовленных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Показано, что б-легирование барьерных слоев приводит к росту эффективности фотолюминценции и подавлению безызлучательной Исследование характеристик рекомбинации. лазерных диодов на основе напряженных созданных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP показало, что δ-легирование барьерных слоев приводит к росту оптического усиления в лазерных структурах.

Основным методом для повышения частоты в вертикально-излучающем лазере (ВИЛ) спектрального диапазона 1530-1565 нм является увеличение дифференциального усиления активной области лазера [1] за счет повышения механических напряжений в квантовой яме (КЯ). Однако использование данного подхода ограничено из-за невозможности создавать гетероструктуры с множественными КЯ и параметром несоответствия между кристаллической решеткой КЯ InGaAs и кристаллической решеткой подложки InP более 2-2,5% [2]. В связи с этим для дальнейшего повышения частоты необходимо комбинировать этот подход с другими, среди которых можно выделить селективное легирование активной области вблизи КЯ [3]. В данном случае подразумевается легирование тонкого слоя в матрице С, т.е акцепторной примесью. Тогда изменяется зарядовое состояние КЯ, а также распределение носителей заряда между эмиттерами р-i-n структуры ВИЛ и потоки электронов и дырок.

Для эффективной работы и достижения высокой скорости модуляции вертикально излучающего лазера (ВИЛ) активную область необходимо уместить в слой толщиной менее четверти длины волны, чтобы уместится в максимум световой волны. Для увеличения усиления целесообразно использовать напряженные КЯ с параметром несоответствия 1,0-2,0% и КЯ InGaAs толщиной 2-3 нм, что позволяет разместить 7-10 КЯ с высоким усилением в активной области ВИЛ.

Ранее нами было показано, что наилучшими оптическими характеристиками (эффективностью фотолюминценции) обладает структура с КЯ In_{0,74}Ga_{0,26}As толщиной 28 Å с параметром несоответствия 1,4 % [4].

Для исследования влияния легирования барьера In_{0,53}Al_{0,20}Ga_{0,27}As на оптические характеристики гетероструктур была изготовлена серия образцов с различной степенью легирования барьера (параметры изготовленных структур представлены в табл. 1). Образцы гетероструктур содержали 9 КЯ In_{0,74}Ga_{0,26}As толщиной 28 Å и барьеров In_{0,53}Al_{0,20}Ga_{0,27}As толщиной 120 Å. Со стороны подложки и поверхности активная область ограничивалась слоями In_{0,52}Al_{0,48}As. Барьеры δ-легированы примесью р-типа (углеродом C) в середину слоя.

На Рис. 1 представлены спектры ФЛ для гетероструктур Б0, Б3 и Б4, измеренные при уровне оптической накачке 9 мВт (длина волны 532 нм). Видно, что пиковая интенсивность спектра ФЛ гетероструктуры Б3 выше, а полуширина больше по сравнению с нелегированной гетероструктурой Б0.

На Рис. 2 приведена зависимость отношения времени безызлучательной рекомбинации (БР) нелегированной гетероструктуры Б0 ко времени БР легированных гетероструктур Б1-Б4. Видно, что отношение имеет минимум при уровне легирования 1·10¹² см⁻². Метод расчета БР описан в

[5]. Таким образом, легирование барьеров до уровня 1·10¹² см⁻² приводит к росту интенсивности ФЛ и подавлению БР по сравнению с гетероструктурой, содержащей нелегированные барьеры.

N⁰	Materia Loni ena	Толщина	Тип	Степень легирования,	
	материал барьера	барьера, нм	легирования	10^{12} см ⁻²	
Б0	In _{0,53} Ga _{0,27} Al _{0,20} As	12,0	-	-	
Б1	In _{0,53} Ga _{0,27} Al _{0,20} As	12,0	C	0,5	
Б2	In _{0,53} Ga _{0,27} Al _{0,20} As	12,0	C	1,0	
Б3	In0,53Ga0,27Al0,20As	12,0	С	2,0	
Б4	In0,53Ga0,27Al0,20As	12,0	C	5,0	

Таблица 1. Параметры напряженных гетероструктур с б-легированными барьерами





Рис. 1. Спектры ФЛ напряженных гетероструктур InGaAlAs/InGaAs/InP с б легированными барьерами

Рис. 2. Зависимость времени БР структуры Б0 ко времени БР структур Б1-Б4 от уровня легирования

Для оценки влияния легирования барьеров на пороговые и усилительные характеристики были изготовлены лазерные диоды полосковой конструкции с шириной полоскового контакта 100 мкм с различными длинами резонатора Фабри-Перо. Гетероструктура лазерного диода Л1 содержала 7 КЯ, разделенных нелегированными барьерами толщиной 12 нм. Гетероструктура Л2 содержала 10 КЯ, разделенных нелегированными барьерами толщиной 7 нм. Гетероструктура Л3 содержала 7 КЯ, разделенных барьерами, δ-легированными углеродом до уровня 1·10¹² см⁻². Параметры гетероструктур приведены в табл. 2.

i adinita 2. Hapamerphi hasephilik rerepoerpykryp 511 515				
N⁰	Материал	Количес-	Материал барьера	Толщина
	КЯ	тво КЯ		барьера, нм
Л1	In _{0.74} Ga _{0.26} As	7	$In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As$	12
Л2	In _{0.74} Ga _{0.26} As	10	$In_{0.53}Ga_{0.27}Al_{0.20}As$	7
Л3	In _{0.74} Ga _{0.26} As	7	In _{0.53} Ga _{0.27} Al _{0.20} As:р-легирование 1·10 ¹² см ⁻²	12

Таблица	2. Па	раметры	лазерны	х гетерост	груктур	Л1	-Л3
---------	--------------	---------	---------	------------	---------	----	-----

Сумма потерь на пороге лазерной генерации (модовое усиление) для лазеров с различными активными областями от плотности порогового тока, а также аппроксимация полученных данных приведены на Рис. 3. Величины коэффициента модового усиления G_0 и плотности тока прозрачности J_{tr} представлены в табл. 4.

В соответствии с данными табл. 3 и расчетом, проведенным по [6], теоретический предел частоты эффективной модуляции ВИЛ с активной областью, содержащей легированные барьеры, составляет более 20 ГГц.

Методом МПЭ на подложках InP выращены напряженные гетероструктуры $In_{0.53}Al_{0.27}Ga_{0.20}As/In_{0.74}Ga_{0.26}As/InP$, излучающие в спектральном диапазоне 1525-1565 нм. Оптимальный параметр несоответствия *f* составляет 1,4%, что соответствует 74 % содержанию In в KЯ InGaAs.



Рис. 3. Зависимости плотности порогового тока от суммарных потерь в лазерах полосковой конструкции Л1-Л3

Таблица 3. Плотность тока прозрачности и коэффициент модового оптического усиление в лазерных гетероструктура Л1-Л3

Номер гетероструктуры	J_{tr} , A/cm ²	G_{0} , cm ⁻¹
Л1	860	58
Л2	1160	116
Л3	1240	110

Показано, что δ-легирование барьеров в гетероструктуре In_{0,53}Al_{0,27}Ga_{0,20}As/In_{0,74}Ga_{0,26}As/InP до уровня 1·10¹² см⁻² приводит к росту интенсивности ФЛ и существенному подавлению БР. Легирование барьеров позволяет создавать ВИЛ с расчетной предельной частотой прямой модуляции более 20 ГГц.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы», соглашение № 14.578.21.0253, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0253.

Список литературы

1. S. Spiga et al., ICTON, 18, 1-4, (2016).

2. A.Y. Egorov et al., Semiconductors, **50**, № 5, 612–615, (2016).

3. K.J. Vahala, C.E. Zah, Appl. Phys. Lett., **52**, № 23, 1945–1947, (1988).

4. A.V. Babichev et. al., Mater. Phys. Mech. 24, 284-288, (2015).

5. I.I. Novikov et al., *Semiconductors*, **39**, № 4, 507-511, (2005).

6. A.V. Babichev et. al., *IEEE J. of Quantum Electronics*, **53**, № 6, 2400808 (2017).

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА С ТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ НА ОСНОВЕ ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Михнева А.А., Варжель С.В., Мунько А.С., Грибаев А.И., Фролов Е.А. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлены результаты исследования тензометрического датчика с температурной компенсацией, не требующего наличия спектроанализатора (интеррогатора), чувствительным элементом которого служит структура из двух чирпированных волоконных брэгговских решеток.

Волоконно-оптические датчики находят широкое применение во множестве областей, представляя собой технологию с большим потенциалом. Преимуществами таких датчиков являются широкий диапазон измерений, высокая чувствительность, высокая точность измерения контролируемых величин, невосприимчивость к электромагнитным помехам, относительно низкая стоимость. В настоящее время заметен существенный интерес к датчикам физических величин, в которых в качестве чувствительного элемента выступают волоконные брэгговские решетки (ВБР).

Большинство представленных в литературе тензодатчиков на основе ВБР требуют спектрального опроса, что предполагает использование дорогостоящего оборудования. В данной работе приведены результаты разработки и исследования волоконно-оптического тензометрического датчика с температурной компенсацией, не требующего наличия спектроанализатора (интеррогатора).

Чувствительный элемент тензометрического датчика представляет собой структуру из двух чирпированных волоконных брэгговских решеток (ЧВБР) (Рис. 1), записанных в оптическом волокне на одной длине волны брэгговского резонанса λ_в методом, описанным в работе [1]. Главной особенностью ЧВБР является уширенный спектр отражения по сравнению со стандартными ВБР. Решетки сформированы на расстоянии 50 мм друг от друга, длина каждой 14 мм.



Рис. 1. Схематическое изображение чувствительного элемента

Прототип тензометрического датчика с термокомпенсацией (Рис. 2) был изготовлен из коррозионностойкой стали марки 12Х18Н10, толщиной 1 мм, представляющей собой функциональный аналог американской 302 стали, которую используют зарубежные производители тензометров. Параметры тензометра: ширина 25,4 мм; длина 132 мм. Конструкция тензометра предполагает возможность крепления к измерительному стенду с помощью болтового соединения.



Рис. 2. Чертеж прототипа тензометрического датчика с местами крепления ВБР

ВБР1 находится в свободном от деформации состоянии, располагаясь на неподвижном выступе, изолирующем решетку от механических воздействий. ВБР2 жестко закреплена с двух

сторон и расположена в «базе» тензометра. При приложенной нагрузке происходит растяжение участка OB, в результате чего спектр отражения BБP2 смещается в длинноволновую область, а, следовательно, общий спектр структуры из двух решеток уширяется (Рис. 3), что приводит к увеличению отраженной мощности оптического излучения. Точки крепления чувствительного элемента расположены на одной линии с отверстиями для крепления самого датчика к измерительному стенду.



Рис. 3. Спектры отражений чувствительного элемента в свободном состоянии и при механическом воздействии

В то же время обе решетки находятся в равных температурных условиях, ввиду чего при изменении температуры спектры обеих решеток претерпевают равный сдвиг, а значит, общая ширина спектра отражения совокупности двух ЧВБР остается неизменной, как и отраженная мощность оптического излучения.

В ходе настоящего исследования разработан и сконструирован чувствительный элемент тензометрического датчика с термокомпенсацией на основе ЧВБР, не требующий спектрального анализа. Проведены испытания по механической и термической нагрузке, получены и проанализированы зависимости оптической мощности излучения, отраженного от ЧВБР чувствительного элемента исследуемого тензометрического датчика, от приложенной нагрузки и температуры. Экспериментальным путем проверена работоспособность данной структуры в качестве измерителя натяжения.

Список литературы

1. Gribaev A.I., Pavlishin I.V., Stam A.M., Idrisov R.F., Varzhel S.V., Konnov K.A., *Opt Quant Electron.*, **48**, № 540, 1-7 (2016).

О КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В НАНОЖИДКОСТИ Ливашвили А.И., Лиховодова Т.Б., Ящук О.И., Манжула И.С.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Изучается вклад концентрационной конвекции в динамику наночастиц в наножидкости, находящейся в световом поле. Исследуется решение укороченного уравнения диффузии частиц во внешнем электрическом поле световой волны.

Нами рассматривается задача изучения процессов массопереноса наночастиц в коллоидной суспензии, которая подвергается воздействию лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности. Мы попытались исследовать вклад от возникающей в системе концентрационной конвекции, скорость которой мы принимаем постоянной и равной $v = \eta/h$, где η – кинематическая вязкость, а h –характерное расстояние.

Здесь приняты следующие обозначения: $C = C(r,t) = m_0/m_-$ массовая концентрация

частиц (m_0 - масса частиц, m - масса всей среды), D - коэффициент диффузии, $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{\overline{c}n_{s\phi}kT}$, β

поляризация частицы, $\tilde{I}(r) = \tilde{I}_0 \exp(-\frac{r^2}{r_0^2})$ интенсивность света.

Численная оценка диффузионного аналога числа Пекле $Pe = vr_0/D$ даёт возможность полагать, что конвекция будет преобладать над диффузией (при

$$r_0 \approx 10^{-5} \, \text{м}, \quad v \approx 10^{-3} \, \text{м/c}, \, D \approx 10^{-11} \, \, \text{м}^2 \, \text{/c}, / \quad$$
получим: $Pe \approx 10^3 >> 1$

Таким образом, в дальнейшем будем рассматривать «укороченное» уравнение (без диффузионного слагаемого), которое после параметризации и введения новых переменных примет вид

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} + Peb\frac{\partial C}{\partial \rho} = (1 - 3\rho^2)C, \qquad (1)$$

где

$$b = D/2\gamma I_0, \ \tau = \frac{2\gamma I_0}{D}t, \ \rho = \frac{r}{r_0}.$$

Заметим, что при получении (1) нами использовано приосевое приближение.

Решение этого уравнения можно представить в виде

$$C(\rho,\tau) = C_0 \exp(-(\rho - Peb\tau)^2) \exp((1 - 3\rho^2)\tau)$$
(2)

На рис. показаны графики решений (3), выполненные для различных моментов времени и расположенные по мере его возрастания справа налево.

Заметим, что полученный вид концентрации в равенстве (2) удовлетворяет начальному условию

$$C(\rho,0) = C_0 \exp(-\rho^2).$$
 (3)

Наличие в решении параметра γ, в котором содержится поляризуемость частиц, которое в зависимости от соотношения между диэлектрическими проницаемостями наночастиц и несущей жидкости может менять знак, что приводит к изменению распространения концентрационной бегущей волны.

Таким образом, воздействие излучения за счет действия градиентных сил со стороны светового поля, являясь дополнительным источником конвекции, приводит к решению в виде бегущих волн, модулированных затухающими в пространстве и времени амплитудами, движущихся со скоростью $v = \eta/h$.

В работе [1], изучался вклад концентрационной конвекции в динамику наночастиц суспензии. В этой работе рассматривался одномерный случай с учётом термодиффузии. Полученные результаты во многом совпадают с нашими, а именно: затухающие бегущие волны концентрации, модулированные по амплитуде.



Рисунок. Графическое изображение решения уравнения (1), представленное при следующих значениях параметров: *C*₀=0,1, *Peb*=10³, *Pe*=70

Авторы ряда работ [2, 3] также изучали вклады тепловой и концентрационной конвекции в процессы тепломассопереноса в наножидкости. В этих работах упомянутые процессы исследовались в постановке Бенара и инициировались нагреванием на концах рассматриваемой области. В результате авторами были также получены колебательные режимы конвекции.

Заметим, что вне зависимости от геометрии рассмотрения уравнения диффузии (радиально - симметричное или одномерного вида), в рамках нашего приближения, градиентные силы, действующие на наночастицы инициируют в наножидкости волны концентрации со скоростью, не зависящей от интенсивности излучения.

Существование довольно большого значения числа Пекле заставляет предположить об эффектах пограничного слоя на одном из концов исследуемой области. Полегаем, что эти вопросы будут темой дальнейшего исследования.

Список литературы

1. A.I.Livashvili, V.V.Krishtop, P V Vinogradova, G V Kostina and T N Bryukhanova Dynamics of nanoparticle concentration in nanofluids under laser light field, *IOP Conf. Series: Journal* of Physics: Conf. Series 936 (2017) 012079

2. B. L. Smorodin, I. N. Cherepanov, B. I. Myznikova, and M. I. Shliomis. *Phys. Rev. E.*, 84, 026305 (2011)

3. B. L. Smorodin1, and M. Lücke. Phys. Rev. E., 79, 026315 (2009)

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНЫХ СТРУКТУР Соколов П.П., Ворзобова Н.Д.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрены голографические методы получения и свойства трехмерных объемных и объемно-поверхностных структур и элементов на их основе, а также элементов с произвольной трехмерной формой поверхности.

Исследованы процессы получения и свойства периодических объемных и объемноповерхностных структур. Определен вклад объемной и поверхностной решеток в дифракционные и селективные свойства трехмерных структур.

Рассмотрены особенности получения структурированных элементов в промышленных голографических материалах при двух и многолучевой интерференции. Определены условия получения высокой дифракционной эффективности в сочетании с селективными свойствами, обеспечивающими возможность управления интенсивностями пучков в дифракционных порядках в широких пределах. Показана возможность получения двух- и многоканальных расщепителей световых пучков с управляемым отношением интенсивностей (Рис.).



Рисунок. Картина дифракции на двух- и многоканальных расщепителях световых пучков с управляемым отношением интенсивностей

Рассмотрен метод формирования элементов с произвольной трехмерной формой поверхности (голографической 3-D печати [1]), основанный на проекции голографического изображения в объем фотополимерного материала. Выявлены особенности трансформации проектируемых голографических изображений протяженных объектов при различии условий записи И воспроизведения. Определены условия, обеспечивающие наименьшие пространственные искажения изображений при восстановлении в монохроматическом свете применительно к методу голографической 3-D печати, а также задачам изобразительной техники Установлены соотношения экспозиционных параметров и поглощающих свойств материала, определяющие возможность отображения конфигурации проектируемого волнового фонта в его объеме.

Список литературы

1. Vorzobova N.D., Bulakova V.G., Veselov V.O. Голография. Наука и практика: Сборник трудов XII Международной конференции "ГОЛОЭКСПО-2015", 156-157 (2015).

СВЕТОИНДУЦИРОВАННАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НАНОЦАСТИЦ В КОЛЛОИДНОЙ НАНОСУСПЕНЗИИ Ливашвили А.И., Криштоп В.В., Виноградова П.В., Костина Г.В.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Рассматриваются процессы тепломассопереноса в коллоидной наносуспензии, находящейся под воздействием лазерного излучения. Изучение динамики наночастиц моделируется нелинейным одномерным уравнением, которое решается численно. В рамках этой модели учитывается концентрационная конвекция и зависимость коэффициента теплопроводности среды от концентрации

Объектом нашего исследования является 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 тепломассопереноса. Эти явления описываются системой балансных уравнений для температуры и частиц с учётом концентрационной конвекции [1-2].

В дальнейшем приняты следующие обозначения: *T* – температура среды, C = C(r,t) – массовая концентрация частиц среды, C_p , ρ , - теплофизические постоянные жидкости $\lambda(C)$ - коэффициент теплопроводности среды, \widetilde{I}_0 - интенсивность света, α_0 - эффективный коэффициент поглощения среды; D, D_r - коэффициенты диффузии и термодиффузии соответственно, $v = \eta/h$ - скорость концентрационной конвекции. При этом, η – кинематическая вязкость, а $h \approx 100x_0$ – характерное расстояние $\gamma = \frac{4\pi\beta D}{cn_{s\phi}k_BT}$, β - поляризуемость частиц.

Рассматриваем процессы на фоне установившейся температуры.

Примем, что концентрационную зависимость коэффициента теплопроводности можно представить в виде [3]

$$\lambda(C) = \lambda_0 + \beta C = \lambda_0 (1 + pC), \tag{1}$$

где $p = \frac{\rho}{\lambda_0}$ и pC < 1. Используя приближение

$$(\lambda(C))^{-1} = (\lambda_0 + \beta C)^{-1} = (\lambda_0)^{-1}(1 - pC),$$

Получим уравнение:

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = b \frac{\partial^2 C}{\partial \rho^2} + Peb \frac{\partial C}{\partial \rho} - e^{-\rho^2} C(1-C)(1-pC) + m(1-\rho^2) e^{-\rho^2} C, \qquad (2)$$

где

$$\tau = D_T \frac{\alpha_0}{\lambda_0} \tilde{I}_0 t; \quad \frac{x}{x_0} = \rho; \ b = \frac{\lambda_0}{S_T \alpha_0 \tilde{I}_0 x_0^2}; \quad m = \frac{4\lambda_0 \gamma}{S_T \alpha_0 D x_0^2}; \quad S_T = \frac{D_T}{D} - \text{ коэффициент Соре и } S_T \alpha_0 D x_0^2;$$

 $Pe = \frac{v x_0}{D}$ – диффузионный аналог числа Пекле.

Начально - краевые условия для уравнения (2) запишем в виде

$$C(\rho,0) = C_0 e^{-\rho^2}, \left. \frac{\partial C}{\partial \rho} \right|_{\rho=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial C}{\partial \rho} \right|_{\rho=\frac{L}{x_0}} - PeC \Big|_{\rho=\frac{L}{x_0}} = 0, \quad (3)$$

 $0 \le \rho \le L/x_0$

Решение нелинейной задачи (2) - (3) в аналитическом виде вряд ли возможно. Поэтому мы использовали методы численного моделирования (метод конечных разностей).

На рис. представлен 3D график решения, из которого видна временная однородность протекающих процессов и их затухание по пространству.



Рисунок. Трехмерное представление решения задачи (2)-(3) (*m*=0,8)

Заметим, что если облучать среду световым полем с постоянным профилем интенсивности, то тогда уравнение (2) будет с постоянными коэффициентами и, как показано в нашей работе [4], решение принимает волновой характер. В настоящей работе колебательных режимов не выявлено.

Список литературы

1. A.I. Livashvili, V.V. Krishtop and M.I.Yakunina. *Adv Condens Matter Phys* Article ID 591087. (2013)

2. A.I. Livashvili1, P.V. Vinogradova, G.V. Kostina and T. N. Bryukhanova A, *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series* **936** .012079 Article ID . (2017).

3. V. Y. Belkin A A and Tomilina E. A. Tech. Phys. Lett. 36, 660–662,(2010)

4. A. I. Livashvili, V V Krishtop, Y. M. Karpets and N. M. Kireyeva IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 168 012077, (2017)

ПЛАЗМОН-УСИЛЕННОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ 6-АМІНО-1H-PHENALEN-1-ONE В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОРАХ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ Аймуханов А.К., Ибраев Н.Х., Юсупова Ж.Б.

Карагандинский государственный университет имени академика Е.А. Букетова, Караганда, Казахстан

Вынужденное излучение молекул красителя в порах получено в максимуме полосы флуоресценции. Присутствие наночастиц золота в пористом оксиде алюминия приводит к усилению интенсивности флуоресценции и понижению порога генерации вынужденного излучения красителя.

Цилиндрические микрорезонаторы в оптическом диапазоне благодаря эффекту полного внутреннего отражения электромагнитной волны от стенок, могут поддерживать моды высокой добротности (~10⁵–10⁹). Так как внутри резонатора концентрация электромагнитного поля достигает высоких величин, то интенсивность оптических переходов значительно усиливается. По этой причине цилиндрические микрорезонаторы можно использовать для усиления излучательных переходов.

В качестве активной среды был выбран краситель 6-amino-1h-phenalen-1-one (Ф160). Синтез пористого оксида алюминия (ПОА) осуществлялся электрохимическим методом. Снимок поверхности и поперечного скола пленки показан на рис. 1. На поверхности пленки наблюдаются поры одинакового диаметра ~60 нм и с расстоянием между порами около 80 нм.





Для синтеза наночастиц золота (AuNPs) в порах анодированного оксида алюминия была использована методика востановления золота в порах. Сорбция молекул красителя Ф160 в поры осуществлялась путем выдерживания пленок оксида алюминия в этанольном растворе люминофора. В изучаемой системе микрорезонаторами служат стенки цилиндрических пор матрицы (рис. 1 (в)).

Спектры поглощения и флуоресценции молекул Ф160, внедренных в каналы пористой матрицы, показали, что полоса поглощения красителя в матрице имеет максимум на длине волны λ =550 нм (рис. 2). Спектр поглощения красителя в порах оксида алюминия по сравнению со спектром поглощения в этиловом спирте (*C*=10⁻⁵ моль/л) уширен, а максимум спектра сдвинут в длиноволновую область на 12 нм.

В порах оксида алюминия квантовый выход флуоресценции молекул Ф160 составил $\Phi_f = 0,73$. Спектр поглощения AuNPs золота в матрице хорошо перекрывается со спектрами поглощения и флуоресценции Ф160, что свидетельствует о выполнении условий плазмонного резонанса между спектрами AuNPs и красителя.

Флуоресценция красителя в пористом оксиде алюминия с наночастицами золота зависит от концентрации AuNPs (рис. 2(б)). Интенсивность свечения растет вплоть до концентрации $C_{Au} = 10^{-5}$ моль/л, а дальнейшее увеличение C_{Au} приводит к тушению флуоресценции. Согласно современным представлениям, причиной усиления флуоресценции молекул вблизи AuNPs является увеличение скорости возбуждения флуоресценции из–за плазмонного резонанса. В то же время при расположении молекул вблизи металлической поверхности или в контакте с нею

происходит безызлучательный перенос энергии от молекул к AuNPs, что приводит к уменьшению вероятности излучательного распада возбужденных молекул.



Рис. 2. Спектры поглощения (1,2) и флуоресценции (1', 2') Ф160 матрице пористого оксида алюминия (1, 1') и в этиловом спирте (2, 2') (а), зависимость интенсивности флуоресценции красителя от концентрации AuNPs золота (б)

Измерения кинетических характеристик флуоресценции показали, что затухание свечения Ф160 в пленке происходит по экспоненте с временем жизни возбужденного состояния $\tau_{\phi_n}=0,6$ нс. При добавлении AuNPs в ПОА время жизни флуоресценции сокращается $\tau_{\phi_n}=0,4$ нс.

Максимум вынужденного излучения молекул красителя в пленке наблюдается на длине волны максимума спектра флуоресценции (рис. 3(а)). При плотности мощности источника накачки до 0,5 МВт/см² наблюдается лишь спектр лазерно-индуцированной флуоресценции исследуемого красителя (кривая 1). При достижении мощности источника накачки порядка 1,7 МВт/см² на фоне спектра лазерно-индуцированной флуоресценции появляется узкая полоса с максимумом на длине волны 591,5 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.



1 - $P = 0.5 \text{ MBT/cm}^2$; 2 - $P = 1 \text{ MBT/cm}^2$; 3 - $P = 2 \text{ MBT/cm}^2$; 4 - $P = 3.6 \text{ MBT/cm}^2$; 5 - $P = 6 \text{ MBT/cm}^2$.



1,2 - без AuNPs; 1', 2'- с AuNPs.

Рис. 3. Спектры генерации молекул Ф160 в анодном оксиде алюминия при разных плотностях мощности накачки (а), зависимость полуширины линии генерации и интенсивности свечения Ф160 в пористой матрице анодного оксида алюминия от плотности мощности накачки (б)

В пленках ПОА с AuNPs при значении плотности мощности накачки ниже порогового значения наблюдается спектр вынужденного излучения красителя. Из измеренных спектров излучения были построены зависимости полуширины спектра генерации и интенсивности вынужденного излучения пленки от плотности мощности накачки (рис. 3 (б)) и определены пороговые значения накачки пленки. Значение порога генерации определяли по резкому

изменению скорости роста интенсивности излучения пленки. Порог генерации при накачке лазером $\lambda_{zeh} = 532$ нм составляет в среднем 1,7 MBt/см².

Влияние плотности мощности накачки на интенсивность и полуширину спектра вынужденного излучения Ф160 в ПОА с AuNPs показано также на рис. 3(б). Для образца с AuNPs интенсивность излучения в максимуме спектра при изменении плотности мощности накачки от 0,1 до 5 MBt/cm² увеличивается в 6 раз при этом полуширина спектра излучения сужается в 2 раз. Сравнение экспериментальных данных для образцов с AuNPs и без них показывает корреляцию между изменениями интенсивности излучения и полушириной спектра излучения. Из полученных данных видно уменьшение порога генерации в присутствии в порах оксида алюминия AuNPs. Для пленки с AuNPs порог генерации снижается в 2,4 раза.

ПРОФИЛИ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ В ИМПЛАТИРОВАННЫХ МЫШЬЯКОМ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ CdHgTe ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

Войцеховский А.В., Ижнин И.И.^{*}, Коротаев А.Г., Мынбаев К.Д.^{**}, Варавин В.С.^{***}, Дворецкий С.А.^{***}, Михайлов Н.Н.^{***}, Ремесник В.Г.^{***}, Якушев М.В.^{***}

Национальный исследовательский Томский Государственный Университет, Томск, Россия *Научно-производственное предприятие "Электрон-Карат", Львов, Украина

**Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

***Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

Исследована дефектность нарушенной области эпитаксиальных пленок CdHgTe, образованной при имплантации ионов As. Для оценки дефектности структуры использован параметр «резкости пиков» E1 и E1+ Δ 1 в спектрах отражения в видимой области в сочетании с послойным химическим травлением пленки.

Наиболее предпочтительным методом создания *p-n* переходов фотодиодов в Cd_xHg_{1-x}Te (КРТ), основном материале ИК фотоэлектроники, сегодня является создание имплантированных *р*-областей в *п*-матрице с применением в качестве имплантируемой примеси мышьяка. Возникающие при этом проблемы связаны с необходимостью активации ионов As (перевода ионов в подрешетку Те) после ионной имплантации (ИИ) и уменьшения концентрации радиационных структурных дефектов в процессе активационного отжига. Для успешного проведения отжига необходимо знание природы дефектов и их распределения по толщине радиационно-нарушенной области. Как правило, такие исследования проводились с использованием методов электронной микроскопии (например, [1-3]), однако окончательно проблемы имплантации и активации не решены. Целью данной работы было исследование профилей распределения структурных дефектов по толщине в имплантированных As пленках КРТ с помощью записи спектров отражения в видимой области в сочетании с послойным химическим травлением. Известно, что в спектрах отражения $Cd_xHg_{1-x}Te$ в видимом участке спектра при комнатной температуре проявляется характерный дублет пиков E_1 и $E_1+\Delta_1$, обусловленный переходами $\Lambda_{4,5} \rightarrow \Lambda_6$ и $\Lambda_6 \rightarrow \Lambda_6$ в зоне Бриллюэна. Энергетическое положение пиков дает информацию о ширине запрещенной зоны (составе *x*) КРТ, а форма пиков («резкость пиков») – о структурном совершенстве приповерхностной области. При этом «резкость пиков» определялась как $Q = \Delta R/R_1$ (где ΔR – величина провала между пиками, R_1 – величина отражения в максимуме пика E_1) [4].

Исследования были проведены на двух идентичных образцах эпитаксиальной структуры (ЭС) КРТ, выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке Si (013) с буферным слоем CdTe/ZnTe, соответственно с сохраненным (Mi13) и удаленным (Mi18) градиентным защитным слоем. Имплантация проведена в структуры *p*-типа проводимости ионами As⁺ с энергией 190 кэВ и флюенсом 10^{15} см⁻². Запись спектров отражения проводилась с шагом 0.2 нм при диафрагме 3 мм с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-3600 (Япония) при комнатной температуре.

На рис. представлены профили распределения по глубине параметра *Q* для исследованных образцов, совмещенные с профилями распределения имплантированных ионов As, а также профили состава варизонного слоя.

Основные выводы сводятся к следующему. В исходных образцах (до ИИ) значение параметра Q в образце с удаленным варизонным слоем (линия 6) значительно выше, чем в образце с сохраненным слоем (линия 5), что свидетельствует о его худшем структурном совершенстве. После ИИ значения параметра Q для обоих образцов значительно ниже, чем до ИИ, что свидетельствует о существенном нарушении кристаллической структуры. При последовательных шагах химического травления значения параметра Q для обоих образцов монотонно возрастают и после стравливания слоя порядка 400 нм достигают величины, характерной для образца с удаленным варизонным слоем.



Рисунок. Профили распределения: концентрации имплантированных ионов As⁺ по глубине структуры (1); состава *x* в приповерхностной области (2); параметра *Q* в пленке Mi13 с варизонным слоем (3); параметра *Q* в пленке Mi18 с удаленным варизонным слоем (4); Линии: 5 и 6– параметр *Q* исходных образцов Mi13 и Mi18 (до ИИ)

Таким образом, наличие варизонного слоя не влияет на процесс формирования радиационных структурных дефектов. Как видно, профиль распределения имплантированных ионов As также простирается на такую же глубину. С другой стороны, как показано в работе [2], по данным просвечивающей электронной микроскопии в слое, содержащем имплантированные ионы, формируется область (толщиной ~180 нм) «крупных» протяженных дефектов с малой плотностью, за которой следует область более «мелких» протяженных дефектов с большей плотностью. Считается, что этими дефектами являются дислокационные петли.

Таким образом, можно сделать вывод, что именно крупные и мелкие дислокационные петли оказывают наиболее существенное влияние на величину резкости пиков в спектрах отражения. В тоже время, квазиточечные радиационные дефекты на величину параметра резкости пиков практически не влияют.

Список литературы

1. C. Lobre, P.-H. Jouneau, L. Mollard, P. Ballet, J. Electron. Mater., 43, №8, 2908-2914.

2. I.I. Izhnin, E.I. Fitsych, A.V. Voitsekhovskii, A.G. Korotaev, K.D. Mynbaev, V.S. Varavin, S.A. Dvoretsky, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev, A.Yu. Bonchyk, H.V. Savytskyy, Z Świątek, *Russ. Phys. J.*, **60**, №10, 1752-1757, (2018).

3. C.Z. Shi, C. Lin, Y.F. Wei, L. Chen, M. Zhu, Appl. Optics, 55, D101-D105, (2016).

4. С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.Г. Ремесник, Н.Х. Талипов, *Автометрия*, №5, 73-77, (1998).

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛИКАТНЫХ И ФОСФАТНЫХ СЕРЕБРОСОДЕРЖАЩИХ СТЕКОЛ

Горбяк В.В., Григорьева А.А., Сидоров А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе показаны результаты исследования фосфатных стекол с содержанием серебра 17 мол.% и 30 мол.%. Измерены и проанализированы спектры оптической плотности, люминесценции и комбинационного рассеяния. Показано влияние нейтральных кластеров и наночастиц серебра на рассмотренные спектры.

Серебросодержащие стекла серебра представляют практический интерес в таких областях как нанофотоника и наноплазмоника. Свойства наночастиц и молекулярных кластеров серебра влияют на характеристики стекол, что позволяет создавать различные приспособления на их основе: сенсоры, наноантенны, плазмонные волноводы и другие устройства [1]. Чтобы понять, где именно и как можно применить то или иное стекло – необходимо знать его спектральные характеристики, реакцию на электромагнитное излучение и устойчивость к химическим, физическим и термическим внешним воздействиям.

В ИТМО был синтезирован ряд фосфатных стекол с высоким содержанием серебра. Для сравнения были исследованы фото-термо-рефрактивные (ФТР) бромидные стекла с содержанием серебра 0,06-0.1 мол.%. Также были получены спектры ФТР стекла без серебра и с содержанием серебра 0,12 мол%. Спектры оптической плотности, люминесценции и комбинационного рассеяния снимались с помощью: спектрофотометра Lambda 650 (Perkin-Elmer), люминесцентного спектрометра Perkin Elmer LS-50В и рамановского спектрометра. Термообработка (TO) выше и ниже температуры стеклования проводилась в муфельной печи. Изменение свойств стекол регулировалось облучением с помощью ртутной УФ лампы, He-Cd лазера ($\lambda = 325$ нм) и термообработки выше и ниже температуры стеклования.

При облучении образцов УФ-излучением в серебросодержащих стеклах формируются нейтральные молекулярные кластеры (МК) металла, люминесцирующие в видимой области спектра [2]. ТО ниже температуры стеклования (T_g) в некоторых случаях увеличивает интенсивность люминесценции. ТО выше T_g способствует формированию наночастиц металла, обладающих плазмонным резонансом [3].

В результате работы получены спектры оптической плотности и комбинационного рассеяния образцов до и после обработки и спектры люминесценции серебросодержащих стекол. На рис. 1 приведен спектр оптической плотности бромидного стекла, где виден пик поглощения церия.



Рис. 1. Спектр оптической плотности образца с низким содержанием серебра



Рис. 2. Спектр люминесценции образца с низким содержанием серебра

Спектр люминесценции после облучения образца He-Cd лазером показан на рис. 2. Длина волны возбуждения $\lambda = 365$ нм. Основной вклад в люминесценцию в данном случае вносят такие МК серебра, как Ag₄ и Ag₂.

Список литературы

1. В.С. Брунов, О.А. Подсвиров, А.И. Сидоров, Д.В. Чураев, *Журнал технической физики*, **84**, №8, 112-117, (2014).

2. V.D. Dubrovin, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonorov, A.I. Sidorov, T.A. Shakhverdov, D.S. Agafonova, *Optical Materials*, **36**, № 4,753–759, (2014).

3. В.В. Климов, Наноплазмоника, 448, (2009).

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОРИЕНТИРОВАННЫХ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОСФЕРОИДОВ В СТЕКЛЕ

Нго В.В., Нго З.Т., Сидоров А.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе исследованы оптические свойства сфероидальных наночастиц серебра, сформированных методом термического разложения нитрата серебра в упорядоченной системе из стеклянных волокон. Было сопоставление с теоретическим расчетом для оценки размера наночастиц серебра.

В настоящее время наночастицы серебра находят широкое применение во многих областях науки и техники. Они входят в состав покрытий для поглощения солнечной энергии, используются в качестве катализаторов химических реакций, применяются в создании химических и биосенсоров и т.д. Особенные оптические свойства наночастиц серебра обусловлены эффектом поверхностного плазмонного резонанса, который проявляется в возникновении интенсивной полосы поглощения в видимой области спектра. Причем, положение, амплитуда и форма спектров поглощения металлических наночастиц зависят от их размера, формы и показателя преломления окружающей среды.

В данной работе исследовались оптические свойства наночастиц серебра, которые находятся в форме вытянутых сфероидов. Их формирование было проведено следующим образом: пучок волокон из сода-лайм стекла закрепляются двумя пластинами кварцевого стекла; потом участок пучка волокон, лежащий между пластинами, смачивался раствором нитрата серебра. Образец подвергался термической обработке при температуре 800°С в течение 30 минут. В результате, волокна расплавлялись, и образовался тонкий слой стекла, содержащий наночастицы серебра. Спектр оптической плотности был получен с помощью спектрофотометра Lambda 650 (Perkin-Elmer).

На присутствие сфероидальных наночастиц серебра указывает вид спектра оптической плотности образца, на котором появляются две плазмонные полосы поглощения на 400 и 455нм. Их появление связано с возникновением колебаний наночастицы вдоль длиной и вдоль короткой осей эллипсоида. Причем, расстояние между полосами и их амплитуды зависят от соотношения длиной и короткой осей сфероида и от поляризации излучения. Численное моделирование спектральной зависимости сечения поглощения наночастиц, проводившееся в дипольном квазистатическом приближении для сфероидальных наночастиц серебра с длиной осью 34нм и с короткой осью 27нм, дает аналогичный результат по сравнению с практически полученном результатом.

В следующей части работы проводилось исследование зависимости поглощения образца от состояния поляризации излучения. Были использованы линейно поляризованное излучение с длиной волны 405нм и 450нм – соответственно фиолетовый и синий лазеры. Образец вращался вокруг своей оси в пределах от 0° до 360° с шагом 10°. Обнаружен эффект дихроизма и зависимость пропускания образца от поляризации излечения.

ПОЛИМЕРНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНО-СГЕНЕРИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

Зулина Н.А., Сергеев М.М., Баранов М.А.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты синтеза наночастиц золота, серебра и селена с помощью метода лазерной абляции в жидком мономере. Исследовано влияние параметров лазерного излучения на размеры и свойства генерируемых наночастиц. Исследованы оптические свойства полученных наноматериалов.

Полимерные нанокомпозиты представляют огромный интерес ввиду возможностей их практического применения в таких областях как биомедицина, фотоника, фотовольтаика, сенсорика и т.д. [1]. Нанокомпозиты на основе наночастиц благородных металлов (such as Pt, Au, Ag, and Pd) и полупроводников (Se, халькогениды) широко исследуются в настоящий момент ввиду их уникальных оптических свойств [2, 3].

В настоящей работе приведены результаты исследований оптических и нелинейнооптических свойств полимерных нанокомпозитов на основе наночастиц золота, серебра и селена (AuNPs, AgNPs и SeNPs, соответственно). Наночастицы были получены методом лазерной абляции в жидком мономере, таким образом был сформулирован метод одновременного синтеза и инкорпорирования наночастив с состав полимерной матрицы [4].

В качестве конденсирующей жидкости был использован изодецилакрилат (IDA, Aldrich, number # 408,956, CAS # 1330-61-6).

В качестве лазерного источника для абляции использовались Nd:YAG лазер (Sol instruments LF117, 532 нм) с частотой повторения импульсов 10 Гц, энергией импульса порядка 30 мДж, длительностью импульса 10 нс и импульсный пикосекундный лазер на основе твердотельного Nd:YAG лазера с набором кристаллов для получения различных гармоник (EXPLA PL2143, 1064, 355, 532 нм) с частотой повторения импульсов 10 Гц, энергией импульса порядка 30 мДж, длительностью импульса 30 пс (рис.).





Рисунок. СЭМ изображения a) AuNPs, б) SeNPs полученных методом лазерной абляции в изодецилакрилате

Средние размеры полученных наночастиц серебра составляли 60-120 нм, золота – 20±5 нм, селена - 100±10 нм.

Размерное распределение было получено в результате статистического анализа размеров более чем 200 наночастиц, изображения которых были получены с помощью сканирующей электронной микроскопии.

Твердотельные нанокомпозиты на основе растворов наночастиц в жидком мономере были сформированы с помощью метода УФ-полимеризации. Оптические свойства полученных нанокомпозитов были исследованы методами спектроскопии ИК, видимого и УФ-диапазонов. Нелинейно-оптические свойства наноматериалов были исследованы с помощью метода Z-сканирования при открытой и закрытой апертурах.

Нанокомпозиты на основе наночастиц серебра и селена были также исследованы на предмет проявления антимикробных и антифунгиальных свойств.

Список литературы

1. C. Petridis, K. Savva, E. Kymakis, E. Stratakis, Laser generated nanoparticles based photovoltaics, *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 489, pp. 28–37 (2017).

2. A. Suslov et al, Synthesis of selenium nanoparticles and their nonlinear optical properties, *J. Nonlinear Optic. Phys. Mat.*, vol. 26, 1750016 (2017)

3. M. Brikasa, A. Butsen, N. Tarasenka, N. Tarasenko et. all, On-line characterization of gold nanoparticles generated by laser ablation in liquids, *Physics Procedia*, vol. 41, pp. 531 – 538 (2013).

4. N.A. Zulina, I.M. Pavlovetc, M.A. Baranov, V.O. Kaliabin, I. Yu. Denisyuk, Synthesis and optical properties study of nanocomposites based on AuNPs and AgNPs obtained by laser ablation in liquid monomer, *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, vol. 123 (1), pp. 39-45 (2017).

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ МЛЭ HgCdTe В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 9–250 К Войцеховский А.В.*, **, Несмелов С.Н.*, Дзядух С.М.*

*Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия **Сибирский физико-технический институт имени акад. В.Д. Кузнецова Томского государственного университета, Томск, Россия

Впервые экспериментально исследованы фотоэлектрические характеристики МДПструктур на основе МЛЭ n-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.23-0.40) в диапазоне температур 9–250 К. Показано, что наибольшую чувствительность при детектировании оптического излучения обеспечивают варизонные структуры, действующие в режиме сильной инверсии.

Фундаментальные свойства полупроводникового твердого раствора теллурида кадмия и ртути (HgCdTe, Hg_{1-x}Cd_xTe) делают этот материал основным кандидатом для разработки фотоприемных инфракрасных систем третьего поколения [1]. Развитие метода молекулярнолучевой эпитаксии (МЛЭ) HgCdTe сделало возможным выращивание пленок с заданным распределением по толщине состава и примеси. Использование метода МЛЭ может привести к разработке монолитных детекторов на основе поверхностно-барьерных структур. МДПструктуры также являются удобным инструментом для исследований процессов в приповерхностном слое HgCdTe и на границе раздела с диэлектриком. МДП-характеризацию обычно проводят путем измерения темновых вольт-фарадных характеристик (ВФХ) или адмиттанса при температуре 77 К [2-4]. Фотоэлектрические измерения содержат информацию о важном элементе эквивалентной схемы – дифференциальном сопротивлении области пространственного заряда (ОПЗ), которые зависит от токов генерации неосновных носителей заряда и определяет чувствительность МДП-фотоприемника. Исследования зависимостей фотоэдс и фототока поверхностно-барьерных структур на основе МЛЭ HgCdTe [5, 6] ранее проводились только при 77 К и более высоких температурах. В широком диапазоне температур изучено влияние оптического излучения на адмиттанс МДП-структур на основе МЛЭ HgCdTe [7].

Целью данной работы является экспериментальное исследование равновесной фотоэдс МДП-структур на основе МЛЭ *n*-Hg_{1-x}Cd_xTe (*x*=0.23-0.40) в диапазоне температур 8–300 К.

Гетероэпитаксиальные пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (*x*=0.23-0.40) выращивались в Институте физики полупроводников СО РАН методом МЛЭ на подложках из Si(013). В процессе эпитаксиального роста с обеих сторон рабочего слоя создавались варизонные слои с повышенным содержанием CdTe. Исследованы образцы с составом в рабочем слое 0.23 (структуры № 1 и 2), 0.30 (структуры № 3 и 4) и 0.40 (структуры № 5 и 6). В качестве диэлектрика для структур № 1, 3, 5 использовались однослойные пленки Al_2O_3 , сформированные методом плазменного атомнослоевого нанесения. Для структур № 2, 4, 6 между слоем HgCdTe и Al_2O_3 в процессе МЛЭ in situ выращивался слой CdTe толщиной 0.20-0.25 мкм. Полевые электроды формировались из индия.

Фотоэлектрические характеристики измерялись при помощи автоматизированной установки в диапазоне температур 9–300 К при изменении частоты модуляции интенсивности светового потока от 1 до 2000 кГц. Освещение образцов проводилось со стороны подложки (при длине волны излучения 0.94 мкм). При прямой развертке напряжения смещение изменялось от отрицательных значений к положительным, при обратной – от положительных к отрицательным.

На Рис. 1 показаны зависимости фотоэдс от напряжения для различных структур, измеренные на частоте 4 кГц при температуре 77 К и разных направлениях развертки напряжения. Из Рис. 1 видно, что сигнал фотоэдс для структур на основе n-Hg_{0.77}Cd_{0.23}Te значительно меньше, чем для структур на основе Hg_{1-x}Cd_xTe с большим составом в рабочем слое (x=0.30-0.40). Это может быть связано с меньшими значениями дифференциального сопротивления ОПЗ ($R_{опз}$) для структур № 1 и 2 [8]. Значительный сигнал фотоэдс в режиме обогащения для структуры № 3 возможно связан с возникновением объемной фотоэдс в заэлектродной области (фотоэдс на неоднородностях) [5]. Спад фотоэдс в режиме сильной инверсии для структур № 1 и 2 может быть обусловлен процессами туннельной генерации через

глубокие уровни. Для МДП-структур на основе *n*-Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te с варизонным слоем, выращенным на подложке из GaAs(013), такое уменьшение фотоэдс в сильной инверсии нетипично [5]. Пленки, выращенные на кремниевых подложках, отличаются повышенной дефектностью [8], что не позволяет исключить влияние туннелирования через глубокие уровни. Для МДП-структур на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (*x*=0.30-0.40) характерен «классический» вид полевой зависимости: крайне малый сигнал в обогащении, рост сигнала в обеднении и слабой инверсии, насыщение на максимальном уровне в сильной инверсии. Создание промежуточного слоя CdTe приводит К уменьшению (и изменению характера) гистерезиса фотоэлектрических характеристик [9]. На Рис. 2 для исследованных образцов приведены зависимости фотоэдс от напряжения при температуре 9 К. Из Рис. 1 и 2 видно, что для всех образцов при низкой температуре уменьшаются значения фотоэдс, изменяется вид зависимости от напряжения. Особенно выражен спад при охлаждении для МДП-структур на основе Hg_{0.60}Cd_{0.40}Te (в 15-20 раз для структуры № 5), для структур с меньшим составом в рабочем слое фотоэдс снижается не так значительно. Вид полевой зависимости фотоэдс для структуры № 4 с *x*=0.30 при охлаждении изменился (возможно, из-за перехода к механизму доминирования туннельных процессов).



Рис. 1. Зависимости фотоэдс от напряжения смещения для МДПструктур на основе варизонного п-HgCdTe, измеренные на частоте 4 кГц при температуре 77 К при прямой (1, 3, 5, 8) и обратной (2, 4, 6, 7, 9, 10) развертках напряжения для структур: № 1 (1, 2), 2 (3, 4), 3 (5, 6), 4 (7), 5 (8, 9), 6 (10)



Рис. 2. Зависимости фотоэдс от напряжения смещения для МДПструктур на основе варизонного п-HgCdTe, измеренные на частоте 4 кГц при температуре 9 К при прямой (1, 2) и обратной (3, 4, 5) развертках напряжения для структур: № 1 (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), 6 (5)

На Рис. 3 приведены частотные зависимости фотоэдс для исследованных образцов, измеренные в сильной инверсии при 77 К. Видно, что увеличение состава в рабочем слое приводит к высокочастотному уменьшению фотоэдс на меньших частотах. На Рис. 3 также показаны температурные зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда в ОПЗ (т₁) для структур № 2 и 6, рассчитанные согласно [10]. Они имеют неодинаковые температурные зависимости, области спада и роста для разных структур не совпадают. При большем составе в рабочем слое наблюдаются большие значения т₁. На Рис. 4 приведены температурные зависимости фотоэдс, измеренные в сильной инверсии. Уменьшение фотоэдс при охлаждении может быть связано с изменением интенсивности диффузионных процессов фотоносителей.

Таким образом, впервые экспериментально исследованы полевые, частотные и температурные зависимости фотоэдс МДП-структур на основе МЛЭ n-Hg_{1-x}Cd_xTe (x=0.23-0.40), выращенного на подложках из Si (013). Показано, что фотоэдс для большинства МДП-структур максимальна в режиме сильной инверсии. При освещении структур со стороны подложки фотоэдс (а также чувствительность по напряжению) зависит от величины $R_{\text{опз}}$ и эффективности диффузии фотоносителей к ОПЗ. Поэтому при создании детекторов целесообразно использовать структуры с варизонными слоями (из-за больших значений $R_{\text{опз}}$) при оптимизированных рабочих температурах.


Рис. 3. Зависимости фотоэдс от частоты модуляции интенсивности светового потока для МДП-структур на основе варизонного n-HgCdTe, измеренные в режиме сильной инверсии при температуре 77 К для структур: № 1 (1), 2 (2), 4 (3), 5 (4), 6 (5), а также температурные зависимости времени жизни в ОПЗ для структур № 2 (6) и 6 (7)



Рис. 4. Зависимости фотоэдс в режиме сильной инверсии от температуры для МДП-структур на основе варизонного n-HgCdTe, измеренные на частоте 4 кГц для структур № 2 (1), 4 (2), 5 (3), 6 (4)

Авторы глубоко благодарны сотрудникам Института физики полупроводников имени А.В. Ржанова СО РАН Варавину В.С., Дворецкому С.А., Михайлову Н.Н., Якушеву М.В., Сидорову Г.Ю., Парму И.О. за предоставленные структуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта № 16-42-700759.

Список литературы

1. M.A. Kinch, J. Electron. Mater., 44, 2969-2976, (2015).

2. V.N. Ovsyuk, A.B. Yartsev, Proc. SPIE, 6636, 663617, (2007).

3. В.В. Васильев, Ю.П. Машуков, ФТП, **41**, 38-43, (2007).

4. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, Thin Solid Films, 522, 261-266, (2012).

5. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, Thin Solid Films, 551, 92-97, (2014).

6. А.А. Гузев, В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, И.И. Ли, З.В. Панова, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, *Прикладная физика*, №2, 92-96, (2009).

7. M. Pociask-Bialy, I. Izhnin, A. Voitsekhovskii, S. Nesmelov, S. Dzyadukh, EPJ Web of Conferences, 133, 02001, (2017).

8. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, V.S. Varavin, S.A. Dvoretskii, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev, G.Y. Sidorov, *Infrared Phys. Technol.*, **87**, 129-133, (2017).

9. A.V. Voitsekhovskii, S.N. Nesmelov, S.M. Dzyadukh, V.S. Varavin, S.A. Dvoretskii, N.N. Mikhailov, M.V. Yakushev, G.Y. Sidorov, *Superlatt. Microstr.*, **111**, 1195-1202, (2017).

10. R.S. Nakhmanson, Sol.-State Electron., 18, 617-626 (1975).

РАСЧЁТ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ С ДВУМЯ РАБОЧИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ ДЛЯ ПРОТЯЖЁННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Кравченко С.В., Бызов Е.В., Моисеев М.А.

Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия,

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

Представлен метод расчёта оптических элементов с двумя асферическими поверхностями для формирования распределений освещённости при протяжённом источнике излучения. Рассчитан компактный элемент, формирующий равномерное распределение освещённости угловым размером 90°. Эффективность полученного решения 89,6%, относительное СКО менее 5%.

В последнее время светодиоды, изготовленные с применением технологии СОВ (англ. Chipon-board – чип на плате) находят всё большее применение в современных светотехнических устройствах. Их растущая популярность обусловлена простотой использования (прямая установка светодиода на радиатор), высокой эффективностью и низкой стоимостью. Однако излучающая свет поверхность такого светодиода является достаточно большой, в отличие от стандартных SMD-светодиодов (англ. surface mounted device – прибор, монтируемый на поверхность), в связи с чем СОВ-светодиоды не могут рассматриваться как точечный источник излучения. Поэтому для расчёта эффективных и компактных оптических элементов применение методов, основанных на приближении точечного источника, становится невозможным [1-2].

В представленной работе предложен оптимизационный метод расчёта оптических элементов с двумя асферическими поверхностями из условия формирования заданного осесимметричного распределения освещённости при протяжённом источнике излучения. Предлагаемый оптимизационный способ расчёта поверхностей оптического элемента включает в себя два этапа: расчёт начального приближения путём численного решения системы линейных дифференциальных уравнений и оптимизацию параметров профилей поверхностей оптического элемента с использованием специальной процедуры трассировки [3].

Пусть преломляющий оптический элемент с показателем преломления *n* ограничен двумя асферическими поверхностями с осью вращения *z* (Рис. 1). В начале координат расположен источник света с функцией интенсивности $I(\varphi)$. Пусть профиль внутренней поверхности преломляющего оптического элемента определяется функцией радиус-вектора $\mathbf{R}(\varphi)$. В таком случае профиль внешней поверхности может быть задан скалярной функцией $l(\varphi)$, определяющей расстояние от точки $\mathbf{R}(\varphi)$ внутренней поверхности до точки $\mathbf{M}(\varphi)$ внешней поверхности вдоль луча, вышедшего из источника и преломленного в точке $\mathbf{R}(\varphi)$. Таким образом, задача расчёта оптического элемента сводится к нахождению скалярных функций $R(\varphi)$ и $l(\varphi)$ из условия формирования в выходной плоскости *z*=*f* требуемого радиально-симметричного распределения освещённости *E*(ρ).

Для расчёта начального приближений функций $R(\phi)$ и $l(\phi)$ получена система из трёх дифференциальных уравнений, разрешённых относительно производной [4]. Для вывода уравнений этой системы использовались уравнение наклонов, закон сохранения светового потока в интегральном виде, а также условие минимизации френелевских потерь на границах раздела сред: углы поворота лучей должны быть равны на внутренней и внешней поверхностях. После решения системы дифференциальных уравнений и получения внутреннего и внешнего профилей элемента, функции $R(\phi)$ и $l(\phi)$ параметризуются кубическим сплайном. Параметрами сплайна сами функции $R(\phi)$ и $l(\phi)$ в узлах сплайна, а также их производные по углу ϕ . В качестве функции ошибки выбрано относительное среднеквадратичное отклонение (OCKO) формируемого распределения освещённости от заданного. Формируемое распределение рассчитывается с использованием специально разработанной освещённости техники трассировки через набор конических примитивов [3]. Таким образом, задача расчёта преломляющих поверхностей сводится к задаче минимизации ОСКО. Минимизация функции ошибки выполняется градиентным методом.



Рис. 1. Взаимное расположение источника, оптического элемента и выходной плоскости

Данный оптимизационный метод был реализован на языке программирования Matlab®. С помощью него был рассчитан оптический элемент, формирующий распределение освещённости в круглой области радиусом 10 000 мм на высоте 10 000 мм, показатель преломления материала – *n*=1,591 (поликарбонат). Диаметр излучающей площадки источника излучения – 10 мм. Профиль рассчитанного оптического элемента представлен на Рис. 2, распределение освещённости, формируемое им – на Рис. 3.



Рис. 2. Профиль рассчитанного оптического элемента

Соотношение полной высоты оптического элемента к диаметру светодиода равно 1,9, что говорит о высокой степени компактности рассчитанной оптической системы светодиодоптический элемент. При этом эффективность оптического элемента, профиль которого приведён на Рис. 2, составила величину 89,6%, а отклонение формируемого распределения освещённости от равномерного всего 4,5 %. Важно отметить, что эффективность 89,6 % соответствует теоретическому максимуму для материала с показателем преломления n=1,591, так как около 5% светового потока теряется на каждой из границ раздела сред материал-воздух.

Таким образом, описанный метод позволяет рассчитывать компактные оптические элементы с двумя асферическими поверхностями, с максимальной световой эффективностью (более 89%) и высокой точностью (ОСКО менее 5%) формирующие требуемые световые распределения.



Рис. 3. Распределение освещённости, формируемое элементом с профилем, представленным на Рис. 2

Результаты моделирования полностью подтверждают тот факт, что рассчитанный элемент обладает высокими рабочими характеристиками при его использовании с протяжённым источником излучения.

Список литературы

1. J. Zhu, X. Wu, T. Yang, G. Jin, J. Opt. Soc. Am. A., 31, 2401-2408 (2014).

2. D. Ma, Z. Feng, R. Liang, Appl. Opt., 54, 2395-2399 (2015).

3. Е.С. Андреев, М.А. Моисеев, К.В. Борисова, Л.Л. Досколович, *КО*, **39**(**3**), 357-362 (2015).

4. С.В. Кравченко, М.А. Моисеев, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, *КО*, **35**(**4**), 467-472 (2011).

ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СХОДЯЩЕГОСЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ LiNbO3:Zn (4.5 мол. %)

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

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение образования

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

С использованием лазерной коноскопии выполнены исследования оптической однородности сильно легированного кристалла LiNbO₃ (4.5 мол. % ZnO). При увеличении мощности лазерного излучения до 90 мВт обнаружено существенное улучшение вида коноскопической картины кристалла по сравнению с результатами, полученными для этого же кристалла при мощности 1 мВт.

Создание оптически совершенных монокристаллов с предельно низким эффектом фоторефракции является актуальным исследованием, направленным на оптимизацию структуры и физических характеристик кристалла LiNbO₃ [1, 2]. Снижение фоторефрактивного эффекта можно получить путем легирования конгруэнтного кристалла LiNbO₃ (R = Li/Nb = 0.946) "нефоторефрактивными" катионами Zn²⁺, однако, легирование, особенно при концентрациях легирующей добавки близкой к пороговому значению, приводит к оптической и структурной неоднородности монокристалла. При сильном легировании особенностью является то, что пространственная группа симметрии элементарной ячейки кристалла LiNbO₃.

Лазерная коноскопия позволяет выявить тонкие изменения оптических характеристик кристалла, структурной и оптических неоднородностей, эффекта фоторефракции, возникающих при легировании. Развитие лазерной коноскопии актуально для обнаружения и исследования особенностей структурных ростовых искажений, микро-И тонких наноструктур, присутствующих в легированных монокристаллических материалах, искажений, возникающих под действием света в фоторефрактивных кристаллах [3]. Коноскопическое просвечивание монокристаллического образца проводилось в экспериментальной установке [4], в которой монокристаллический образец устанавливался между скрещенными поляризатором и анализатором на подвижном двухкоординатном оптическом столике, перемещение которого позволяло сканировать всю плоскость входной грани лазерным лучом и получить множество коноскопических картин, соответствующих различным участкам плоскости входной грани исследуемого образца.

При проведении коноскопического эксперимента обнаружены следующие особенности. Даже при мощности 1 мВт коноскопическая картина имеет признаки явно выраженной аномальной оптической двуосности: наблюдается деформация в центре черного «мальтийского креста» в виде вертикального смещения от центра фрагментов креста, что соответствует направлению деформации оптической индикатрисы кристалла, рис. (1). Существует просветление в центральной части черного «мальтийского креста», а углы между его ветвями отличны от 90°. При этом изохромы сохраняют целостность и правильную геометрическую форму, но вытянуты в направлении смещения фрагментов креста и приобретают форму эллипсов, рис. (1). Подобные искажения коноскопической картины, несомненно, связаны со структурной неоднородностью кристалла, вероятно, вследствие неравномерного вхождения (при столь высокой концентрации) катионов Zn^{2+} в структуру в процессе роста кристалла.

Необычно и то, что при 90 мВт для кристалла LiNbO₃:Zn(4.5 мол. %) наоборот наблюдается стандартная коноскопическая картина одноосного кристалла высокого оптического качества, рис. (2), существенно лучшая, чем при мощности в 1 мВт, рис. (1). Наблюдается круговая симметрия, черный контрастный «мальтийский крест» сохраняет целостность в центре поля зрения, а изохромы представляют собой концентрические окружности с центром в точке выхода оптической оси. Такое улучшение оптического качества кристалла может быть вызвано «залечиванием» дефектов лазерным излучением при увеличении его мощности. При этом не

обнаружено изменений в коноскопической картине кристалла LiNbO₃:Zn (4.5 мол. %), обусловленных фоторефрактивным эффектом. Это хорошо корреллирует с данными фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС), согласно которым в кристалле LiNbO₃:Zn (4.5 мол. %) фоторефрактивный отклик отсутствует даже при мощности лазерного излучения в 160 мВт.

На рис. (3), (4) представлены коноскопические картины кристалла LiNbO₃:Zn (4.5 мол. %) после отжига в закороченном состоянии. Следует отметить, что как до, так и после отжига в закороченном состоянии, даже при мощности возбуждающего излучения в 160 мВт, фоторефрактивный отклик для исследуемого образца отсутствует.



Рисунок. Коноскопические картины кристалла LiNbO₃:Zn (4.5 мол. %). $\lambda = 532$ нм. P = 1 мBt (1), (3), 90 мBt (2), (4). До отжига в закороченном состоянии (1), (2); после отжига (3), (4)

Коноскопическая картина кристалла после отжига отличается большей резкостью и в целом имеет вид, характерный для одноосных кристаллов. Изохромы (линии одинакового фазового сдвига) имеют вид концентрических окружностей с центром в точке выхода оптической оси, а «мальтийский крест» сохраняет минимальную интенсивность в пределах всего поля зрения. Имеется незначительное вытягивание «мальтийского» креста в вертикальном направлении, однако признаков аномальной оптической двуосности, как это наблюдалось для кристалла LiNbO₃:Zn²⁺(4.5 мол. %) до отжига, рис. (1), обнаружено не было. При увеличении мощности лазерного излучения до 90 мВт также получена практически стандартная коноскопическая картина одноосного кристалла, рис. (4). Таким образом, кристалл LiNbO₃:Zn²⁺(4.5 мол. %) после отжига оптически однороден и имеет хорошее оптическое качество.

Список литературы

1. Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинников *Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны.* М.: Наука, 255 с. (2003).

2. T. Volk, M. Wohlecke *Lithium Niobate*. *Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Springer.: Berlin, (2008).

3. O.Y. Pikoul, N.V. Sidorov, N.A. Teplyakova, M.N. Palatnikov, *The laser conoscopy of lithium niobate crystals of different composition*, Proc. SPIE Aisa-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics, 101761R, (2016).

4. О.Ю. Пикуль, Л.В. Алексеева, И.В. Повх и др., ИВУЗ. Приборостр., №12, 53-55. (2004).

ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ СФОКУСИРОВАННЫМ ПУЧКОМ В РАМКАХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ МИКРОТЕРМОМЕТРИИ Гожальский Д.И., Кормилина Т.К., Захаров В.В., Черевков С.А., Богданов

К.В., Дубовик А.Ю., Вениаминов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Изучено влияние температуры на спектр люминесценции различных нанокристаллов. Определена степень локального разогрева световым пучком на лазерном сканирующем микроскопе посредством изменения мощности лазера и облучаемой площади.

Влияние светового пучка на объект микроскопического исследования может оказаться достаточным для изменения его свойств и даже для его разрушения. Работа посвящена исследованию воздействия сфокусированного света на нанокристаллы в фокальном пятне при помощи лазерного сканирующего микроскопа (ЛСМ), поскольку обычные термометры не обладают хорошим разрешением в малом объёме.

С этой целью были измерены спектры люминесценции квантовых точек CdSe/ZnS в поликарбонатной плёнке и нанопластин CdSe на LSM 710 от Zeiss и рамановском микроспектрометре InVia (Renishaw). Нагрев до 100°С и охлаждение до -196°С производились термостаблизированной приставкой Linkam. Во всех случаях наблюдался люминесцентный термохромизм: при увеличении температуры максимум сдвигался в длинноволновую область, уширялась полоса люминесценции, а интенсивность падала (рис. 1).

После установления термических зависимостей измерялись аналогично спектры люминесценции, но при различных мощностях лазера. Так, удалось установить, что площадь образца в 212x212 мкм² при засветке 4.5 мВт нагревается на 85°С (рис. 2). Подобный эффект также можно пронаблюдать при варьировании области сканирования: при её уменьшении интенсивность возрастает, что приводит к локальному разогреву. При этом нанопластины обладают большим преимуществом в определении температуры, чем КТ из-за узкого и простой формы спектра, которая хорошо аппроксимируется гауссовой кривой. Таким образом, погрешность в нахождении температуры при программной обработке составляет порядка 3°С.



Рис. 1. Спектры люминесценции нанопластин при различных температурах



Рис. 2. Лазерный разогрев: зависимость температуры нанопластин от плотности мощности лазерного излучения

ВЛИЯНИЕ ИОНОВ ЛИТИЯ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БОРАТНЫХ СТЕКОЛ С ИОНАМИ МЕДИ Ширшнев П.С., Снежная Ж.Г., Ширшнева-Ващенко Е.В., Романов А.Е., Бугров В.Е. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе показано, что при вводе ионов лития в боратное медь-содержащее стекло происходит уменьшение интенсивности люминесценции ионов меди, максимум спектра люминесценции сдвигается в сторону больших длин волн.

На данный момент развивается область материалов для таких устройств как «даунконверторы». Такие материалы переводят часть энергии излучения солнца – а именно её ультрафиолетовую составляющую – в видимый диапазон. То есть, они люминесцируют под действием УФ-излучения. Это нужно для того, чтобы повысить эффективность работы солнечных батарей (фотоэлектронных преобразователей). Как известно, кремниевые солнечные элементы не восприимчивы к уф-диапазону излучения. Таким образом, при «переводе» УФизлучения в видимый диапазон, возможно повышение эффективности солнечной батареи.

Существует несколько разновидностей стекла, которые могут быть использованы для даунконверторов. Если не учитывать стекла с ионами редкой земли в качестве основного люминесцентного агента, то одним из примеров «дешевых» стекол для даун-конверторов являются стекла с ионами и кластерами серебра [1]. Температуры синтеза таких стекол высоки (1550°C), требования к химической чистоте реактивов также высокие, помимо этого в их составе присутствуют ионы церия.

Альтернативой указанным выше стеклам могут служить боратные стекла с ионами меди.

В работе исследовались стекла, полученные методами стандартного плавления в кварцевом тигле. Стекла синтезировались при температуре 1400°С в течение 2 часов с мешкой кварцевой мешалкой. Далее стекла охлаждались в муфельной печи от 400°С до комнатной температуры 12 часов. Составы стекол были следующими: (25-х) K_2O -xLi₂O-50B₂O₃-25Al₂O₃ (молярные проценты), а также оксид меди сверх 100% в весовых процентах 0,5 Cu₂O 0,5 и сахара 4 C₁₂H₂₂O₁₁. Варьировалось содержание ионов лития, то есть х варьировался от 0 до 25 с шагом 5%.

После синтеза из стекол делались плоскопараллельные образцы для дальнейших измерений. Спектр поглощения измерялся на спектрометрическом комплексе Avaspec 2048 от 300 до 800 нм, спектры фотолюминесценции измерялись на том же комплексе при возбуждении 320, 360 и 405 нм.

При увеличении концентрации лития в составе стекол квантовый выход люминесценции уменьшается в три раза. Возможно, это связано с тем, что при этом увеличивается полоса поглощения двухвалентной меди в стекле (максимум полосы поглощения на 800 нм).

Также при увеличении концентрации ионов лития растет сдвиг максимума полосы люминесценции ионов меди, причем этот сдвиг больше указанного в научной литературе [2], что связано с расщеплением уровней ионов меди на 0,15 eV под действием поля ионов лития и появлением групп димеров Cu+-Cu+ в стекле.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 17-72-10216.

Список литературы

- 1. Y.M. Sgibnev, N.V. Nikonorov, A.I. Ignatiev, Journal of Luminescence 188, 172-179, (2017).
- 2. R. Debnath, Journal of Luminescence 43, 375-377, (1989).

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЗРАЧНОГО ГЕТЕРОПЕРЕХОДА AZO/CuAlCrO₂, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ ТЕХНОЛОГИИ

Сокура Л.А., Ширшнева-Ващенко Е.В., Романов А.Е., Бугров В.Е.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведено исследование морфологии, оптических и электрических характеристик гетероперехода AZO/CuAlCrO₂. Гетеропереход образован тонкими слоями пленок AZO и CuAlCrO₂, наносимыми методом центрифугирования на подложки из плавленого кварца.

Основная задача на мировом рынке состоит в повышении эффективности и уменьшении стоимости устройств, что ведет к тенденции использовать при разработке устройств дешевые материалы и малозатратные методы синтеза. В связи с этим всю большую популярность приобретает оксидная электроника - направление переднего края науки, которое основывается на создании широкого спектра элементов наноэлектроники на базе тонкопленочных оксидных гетероструктур. Перспективным материалом в этой области является оксид цинка (ZnO), особенно оксид цинка, легированный алюминием, благодаря прозрачности порядка 90% в видимом и ИК диапазонах и низкому удельном сопротивлении (10⁻²-10⁻⁴Ом ⋅ см). Вместе с прозрачными проводящими оксидами n-типа ZnO, ZnO:Al (AZO), проводящие оксиды p-типа обеспечивают новый уровень в области «прозрачной» электроники нового поколения энергетически эффективных устройств оптоэлектроники. Полностью "прозрачный" n-p-переход является так называемым «функциональным окном», которое пропускает видимый свет и в тоже время производит электроэнергию, поглощая ультрафиолетовый свет. В этом ключе все больше внимания уделяется оксиду меди, полупроводнику р-типа проводимости с шириной запрещенной зоны 2.1 эВ, благодаря доступности меди, нетоксичности и высокой дырочной мобильности [1]. Оксид меди (Cu₂O) рассматривается как элемент р-типа в оксидных солнечных батареях на р-п переходе. Кроме того, теоретически предсказанная эффективность передачи энергии на одиночном переходе для Cu₂O составила порядка 20%, что является высоким показателем [2]. Гетеропереход Cu₂O/ZnO является наиболее привлекательным кандидатом для создания фотоэлектрического элемента благодаря энергетически выгодному расположению краев зон проводимости и дешевой технологии изготовления ZnO, ZnO:Al [3, 4]. Недостатком Cu₂O является маленькая ширина запрещенной зоны, 2,1 эВ, что делает его оптически непрозрачным в видимом диапазоне. В 1997 году Kawazoe сделал доклад о создании прозрачной проводящей оксидной тонкой пленки р-типа CuAlO₂ с шириной запрещенной зоны, превышающей 3,1 эВ, что привело к новому всплеску интереса в области создания оксидной оптоэлектроники [5].

Основываясь на приведенных мировых исследованиях, в качестве перспективных материалов для получения гетероперехода были выбраны: для материала n-типа проводимости - ZnO:Al, для материала p-типа проводимости - CuAlO₂. В качестве метода получения гетероперехода была выбрана альтернативная высоковакуумным методам золь-гель технология. Возможность получения гетеропереходов на основе оксидов металлов золь-гель методом была показана в работах нескольких научных групп [6, 7]. Для получения CuAlO₂ хромом позволило снизить температуру синтеза пленок p-типа проводимости и увеличить их удельную проводимость.

На Рис. показано ПЭМ изображение сечения полученного гетероперехода AZO/CuAlCrO₂. Интегральное значение пропускания перехода в видимом диапазоне составило 65%. Ток через переход порядка долей микроампер.



Рисунок. ПЭМ изображение перехода AZO/CuAlCrO2 в поперечном сечении на кварцевой подложке. Толщина слоя CuAlCrO2 78-85 нм. Толщина слоя AZO 250-280 нм

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 – 2020 годы», шифр 2017-14-576-0003 соглашение № 14.575.21.0127 от 26 сентября 2017 г., уникальный идентификатор RFMEFI57517X0127.

Список литературы

1. R. L. Hoye, S. Heffernan, Y. Ievskaya, Sadhanala, ACS applied materials & interfaces, 6(24), 22192-22198, (2014).

2. B. K. Meyer, A. Polity, D. Reppin et.al, physica status solidi (b), 249(8), 1487-1509, (2012)

3. M. Ichimura, & Y. Song, Japanese Journal of Applied Physics, 50(5R), 051002, (2011)

4. A. E. Rakhshani, Solid-State Electronics, 29(1), 7-17, (1986).

5. H.Kawazoe, M.Yasukawa, H. Hyodo, et.al, Nature, 389(6654), 939, (1997).

6. S. Y.Kim, C. H. Ahn, J. H. Lee, et.al, ACS applied materials & interfaces, 5(7), 2417-2421, (2013).

7. N. Park, K. Sun, Z. Sun, et.al, *Journal of Materials Chemistry C*, **1**(44), 7333-7338, (2013).

РАМАНОВСКАЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ АЛМАЗОВ Богданов К.В., Жуковская М.В., Осипов В.Ю., Ушакова Е.В., Такай К., Рампершод А. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

С помощью методов рамановской и люминесцентной спектроскопии, включая фотолюминесценцию с временным разрешением, были изучены структурные и люминесцентные свойства NV центров в микрочастицах HPHT алмазов с различной концентрацией замещающих атомов азота.

Обнаружено резкое увеличение интенсивности люминесценции при уменьшении концентрации азота до 90 ppm, что существенно меньше обычно используемых концентраций в 200-600 ppm. Сделан вывод, что интенсивность люминесценции NV центров определяется не столько количеством центров (атомов азота), сколько наличием дефектов структуры, возникающих при внедрении азота в решетку алмаза.

• Спектры показывают характерные линии бесфононной люминесценции NV0 и NVцентров (ZPL) на 575 нм и 637 нм, соответственно, и широкие полосы люминесценции с участием фононов с явным доминированием люминесценции NV-центров. Видно резкое возрастание интенсивности люминесценции при концентрации азота в 90 ppm.

• Зависимости показывают, что интенсивность ФЛ NV-центров и концентрации NVцентров зависят от концентрации атомов азота. Видно, что увеличение концентрации NS от 50 ррт до примерно 90 ррт приводит к практически параллельному росту как концентрации, так и интенсивности ФЛ NV-центров. Хотя при дальнейшем увеличении концентрации NS наблюдается увеличение числа люминесцентных NV-центров, интенсивность люминесценции резко уменьшается, образуя максимум в области 90 ррт. Наиболее неожиданным является резкое увеличение интенсивности ФЛ при концентрации NS ниже значений, характерных для стандартного синтеза HPHT, около 250 ррт.

Вывод: интенсивность ФЛ центров окраски азот-вакансий в алмазах HTHP определяется не только концентрацией центров, но, прежде всего, качеством кристаллографической структуры алмаза, который при относительно небольшом числе вакансий определяется числом атомов NS. Этот вывод подтверждается нашими данными о структурном качестве изученных алмазных микрокристаллов, полученных с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния, и измерения интенсивности и распада люминесценции NV-центров.

НОВЫЕ АЛГОРИТМЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОПТИМИЗАЦИОННЫХ ЗАДАЧ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ОПТИКИ

Худак Ю.И., Ахмедов И.А.*

МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия *Яндекс, Москва, Россия

Введены понятия, формулирующие задачу просветления границы полупространств диэлектрической вставкой в смысле Чебышева. Для N = 2 указаны возможные типы областей просветления (в зависимости от параметров слоев). Построены эффективные алгоритмы решения, пригодные при любом числе слоев.

1. *N* -слойная диэлектрическая система (СДС) имеет параметры: \mathcal{E}_i - диэлектрическая и μ_i - магнитная проницаемости, а h_i - толщина *j*-ого слоя СДС (номера 0, N+1 присвоены полупространствам с параметрами \mathcal{E}_i, μ_i слева и справа от СДС).

Установлено тождество для модулей амплитуд прямой и обратной волн слева от СДС [1, 2]: $|C_0^{(0)}|^2 - |C_1^{(0)}|^2 \equiv \Theta$, $\Theta = \frac{p_{N+1}}{p_0}$, которое позволяет заменить анализ дробно-рациональных энергетических коэффициентов отражения и пропускания, исследованием квадратичных профилирующих функций: $|C_0^{(0)}|^2$ и $|C_1^{(0)}|^2$.

2. Рассмотрена оптимизационная задача просветления в смысле Чебышева: для заданного интервала частот $[\Omega_1, \Omega_2]$ найти электродинамические параметры $p = (p_1, ..., p_N),$ $v = (v_1, \dots, v_N)$ просветляющей СДС для границы π_0 двух полупространств, заполненных средами с импедансами *p*₋ (слева) и *p*₊ (справа) от СДС, в смысле функционала качества оптической системы по Чебышеву (слева приведена исходная постановка задачи, где функционал качества системы - дробно-рациональная функция, а справа, эквивалентная ей, квадратичная по вычислительным параметрам):

рагичная по вычислительным параметрам): $\max_{\Omega_1 \le \omega \le \Omega_2} \mathbf{R}(\omega; \overset{l}{p}, \overset{l}{\nu}) \xrightarrow{\mathsf{r}}_{p; \nu} \to \min \quad \Leftrightarrow \quad \max_{\Omega_1 \le \omega \le \Omega_2} \mathbf{F}(\omega; \overset{l}{p}, \overset{l}{\nu}) \xrightarrow{\mathsf{r}}_{p; \nu} \to \min$ Будем говорить про ослабленную задачу, если минимизация ведется только по вектору $v = (v_1, ..., v_N)$, при фиксированном векторе $p = (p_1, ..., p_N)$.

3. При N = 1 метод подвижного отрезка $[T_1 = v \Omega_1, T_2 = v \Omega_2]$ позволяет решить ослабленную задачу Чебышева и показать [3], что у нее существует конечное число локальных минимумов и единственный глобальный минимум $v^* = \frac{\pi}{\Omega_1 + \Omega_2}$.

4. При N = 2 профилирующая функция $F(\omega; p, v)$ имеет вид:

$$\mathbf{F}(t_1, t_2) \equiv \left| C_1^0(\omega) \right|^2 = (\alpha_0 x_1 x_2 - \alpha_3 y_1 y_2)^2 + (\alpha_1 x_1 y_2 + \alpha_2 y_1 x_2)^2,$$

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} (1 - \Theta), \quad \alpha_1 = \frac{1}{2} \left(\theta_3 - \frac{\Theta}{\theta_3} \right), \quad \alpha_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\Theta}{\theta_1} - \theta_1 \right), \quad \alpha_3 = \frac{1}{2} \left(\theta_2 - \frac{\Theta}{\theta_2} \right),$$

$$x_1 = \cos \omega v_1, \quad x_2 = \cos \omega v_2, \quad y_1 = \sin \omega v_1, \quad y_2 = \sin \omega v_2, \qquad \theta_i = \frac{p_i}{p_{i-1}}, \quad \Theta = \frac{p_3}{p_0}.$$

5. В пространстве импедансов: $P_2 = \{p = (p_1, p_2)\}$ двухслойных СДС, введены координаты: $\theta_1 = \theta^{s_1 + 1/2}, \quad \theta_2 = \theta^{s_2 - s_1}, \quad \theta_3 = \theta^{-s_2 + 1/2},$ позволяющие "показательные" классифицировать такие СДС.

*P*₂ в координатах (*s*₁, *s*₂) является плоским графом с 20 вершинами, 66 ребрами и 48 гранями. При этом каждому элементу графа *P*₂ отвечает свой класс СДС.

6. Показано [4], что 24 грани графа P_2 , для которых профилирующая функция $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ имеет нули, можно перенумеровать упорядочивающими неравенствами: $\alpha_i^2 < \alpha_j^2 < \alpha_k^2 < \alpha_l^2$, обозначаемыми (для краткости) перестановками (*ijkl*).

7. Определение области просветления для профилирующей функции $F_p^{(1)}(t)$, - это множество точек t периода $F_p^{(1)}(t)$, для которых $\mathbf{R}_p(t) < \mathbf{R}_F$.

Показано (при N = 2) [5], что **границы** областей просветления внутри периода функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ являются образами **гипербо**л (в переменных $\xi = \text{tg } t_1$, $\eta = \text{tg } t_2$), которые (по параметрам (s_1, s_2)) относительно решения **ослабленной** задачи просветления Чебышева делятся на четыре типа, представленных на Рис.1-4 при некоторых выбранных из указанной области значениях параметров (s_1, s_2) :



Рис. 1. Локальная область просветления для $\forall (s_1, s_2) \in (0231)$



Рис. 2. *Привершинная* область просветления для $\forall (s_1, s_2) \in (2031)$

Области просветления для СДС классов (0jkl) состоят из двух "локальных" каплевидных частей в каждом периоде функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ (Рис.1).

Области просветления для СДС классов (i0kl) или (i0kl), на каждом периоде функции $\mathbf{F}(t_1, t_2)$ состоят из двух привершинных частей (охватывающих "полувершины" с индексом i) (Рис.2).

Области просветления для СДС классов (ij0l) или (ij0l), охватывают по две вершины с индексами ij, которые в плоскости образуют полосы (Рис.3).

Области просветления для СДС классов (ijk0) или (ijk0), являются "тотальными", т.к. их границами служат вершины периодов функции **F** (t_1, t_2) (Рис.4).

На всех рисунках красным указаны линии, на которых достигается максимум профилирующей функции по одной из переменных, а синим - линии, на которых достигается аналогичный минимум. Пересечения горизонтальных и вертикальных минимумов - нули профилирующих функций $\left|C_1^{(0)}\right|^2$.

Областей просветления для СДС классов (0 *jkl*) не существует.

8. Приведенные результаты позволили построить эффективные алгоритмы для решения задачи просветления в смысле Чебышева.

Для решения ослабленной задачи используется метод "углового сканирования" областей просветления в сочетании с **обобщенным** методом "подвижного отрезка" [6].



Рис. 3. Полосовая область просветления для $\forall (s_1, s_2) \in (2301)$



Рис. 4. *Тотальная* область просветления $_{для} \forall (s_1, s_2) \in (3210)$

Для более сложных задач (например, с ограничениями по вектору $\frac{1}{p}$, или требующих минимизации по $\frac{1}{p}$), кроме указанных методов применяется разбиение пространства поиска по

вектору $\frac{1}{p}$ на конечное число компактов вида (ijkl) или (ijkl).

Доказано, что задача просветления в смысле Чебышева при N = 2 имеет единственное глобальное решение.

Список литературы

1. Ю.И. Худак, *Журнал вычислит. матем. и матем. физики* АНСССР, т.30, №2, 12-15, (1990)

2. И.А. Ахмедов, Ю.И. Худак, Proceedings of the 8th Congress of the International Society for Analysis, its Applications, and Computation (22-27 August 2011), Volume 1, Moscow: Peoples' Friendship University of Russia, 123-128, (2012).

3. И.А. Ахмедов, Ю.И. Худак, Нелинейный мир, №10, 12-15, (2013).

4. И.А. Ахмедов, Н.В. Музылев, Д.В. Парфенов, Ю.И. Худак, Электромагнитные волны и электронные системы, №2, 24-32, (2016).

5. И.А. Ахмедов, Н.В. Музылев, Д.В. Парфенов, Ю.И. Худак, *Нелинейный мир*, №2, 38-48, (2016).

6. И.А. Ахмедов, Ю.И Худак, Свидетельство о регистрации электронного ресурса № 21628 01 марта 2016г., Объединенный фонд электронных ресурсов "Наука и образование", Хроники объединенного фонда электронных ресурсов наука и образование, №3 (82), 6, (2016).

СОЗДАНИЕ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОГО ОБЪЕКТИВА С ПРИМЕНЕНИЕМ ОПТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ СРЕД Агринский М.В., Голицин А.В., Старцев В.В.*

ТЦ «Инженер», МО. Чехов, Россия *АО «ОКБ Астрон», Лыткарино, Россия

Впервые в отечественной практике создана гиперспектральная камера с широким спектральным диапазоном на 5 длинах волн (цветах), что превышает известный достигнутый мировой уровень. Для решения задачи использовались жидкостные оптические материалы.

Гиперспектральными называются измерения в диапазоне от нескольких сотен до тысячи спектральных каналов, а гиперспектрометром - прибор, осуществляющий одновременно измерение спектральной и пространственных координат. Только гиперспектральные измерения могут выявить малые спектральные различия между отдельными элементами поверхности и служить индикатором объектов и процессов на поверхности Земли. Для формирующей изображение оптической системы гиперспектральной камеры, работающей в широком диапазоне спектра, требуется практически дифракционная аберрационная коррекция как монохроматических, хроматических аберраций. Апохроматическая так или И суперахроматическая коррекция последних возможна только при использовании оптических материалов с разным ходом дисперсии. Стекла типа особый крон (марки ОК1, ОК4) и особый флинт (ОФ4, ОФ6) имеют ограниченный спектральный диапазон коррекции аберраций. Применение жидких оптических сред с «особым» ходом дисперсии (ОЖС) позволяет получить апохроматическую аберрационную коррекцию в 1,5 – 2 раза большем спектральном диапазоне по сравнению со стеклянными аналогами. [1-3].

Для использования в составе гиперспектральной камеры нами выбрана матрица ПЗС Sony ICX445AL. Матрица имеет рабочий спектральный диапазон 0,4 -1 мкм, формат 1280 x 960 активных элементов, расположенных с шагом 3,7 мкм. Размер диагонали фотоприемной зоны 6 мм. Максимальная частота кадров матрицы составляет 22 Гц при полном кадре, возможны режимы неполного кадра с частотой до 30 Гц. Для полного использования спектрального диапазона матрицы, объектив камеры должен обеспечивать качество изображения на уровне дифракционного предела в диапазоне 0,4 - 1 мкм. Ширину спектрального диапазона оптической системы при заданном качестве изображения определяет количество исправляемых длин волн. Иллюстрация связи ширины рабочего спектрального диапазона объектива со степенью коррекции хроматизма положения приведена на рис. 1.







Рис. 2. Оптическая схема гиперспектральной камеры

Нами создана гиперспектральная камера с широким спектральным диапазоном на 5 длинах волн (цветах). Это сделано впервые и превышает достигнутый мировой уровень. Для решения задачи использовались жидкостные оптические материалы. Объектив реализован в виде двух групп, из трех линз каждая (рис.2). Первая и третья линза в каждой группе работают оболочкой,

формирующей линзу из оптической жидкости в промежутке между ними. Фокусное расстояние объектива f'=70 мм.

Жидкость 296244 в первой группе линз имеет дисперсию, меньшую чем у флюорита и любого оптического стекла (*v*_d ≈124), при показателе преломления n_d≈1,3.

Жидкость 458582 во второй группе идентична по показателю преломления плавленному кварцу при несколько большей дисперсии (*v*_d ≈58),

Стекла в каждой группе представлены особым кроном и флинтом. Набор стекол по каталогу Schott, по ходу луча: SF59, LAKN13, SF59, LAFN23.

Найденные комбинации материалов, позволяют удержать расчетный хроматизм положения для зонального луча ($P_y=0,7$) в пределах 0,9 мкм (рис. 3). Кривая хроматизма положения для зонального луча (P=0,7) пересекает нулевое положение фокальной плоскости в 5 точках, демонстрируя качественно новый уровень исправления. Расчетный хроматизм положения для центра и края зрачка находится в пределах 1,8 мкм (рис. 4, 5), что, для относительного отверстия 1:5, обеспечивает полное исправление хроматизма положения по сравнению с дифракционным пределом (35 мкм в направлении продольной дефокусировки) и шагом элементов фотоприемной матрицы. Расчетное геометрическое пятно рассеяния точки по всему полю не превышает дифракционного предела разрешения 4,3 мкм (рис. 6), а на оси на порядок меньше. Функция передачи модуляции, таким образом, ограничена дифракционным пределом разрешения (рис. 7).



Рис. 3. Хроматизм положения объектива в спектральном диапазоне 0,4-1 мкм для зонального луча (Ру=0,7)



Рис. 5. Хроматизм положения объектива в спектральном диапазоне 0,4-1 мкм для края зрачка (Ру=0)



Рис. 4. Хроматизм положения объектива в спектральном диапазоне 0,4-1 мкм для центра зрачка (Ру=0)



Рис. 6. Среднеквадратичный радиус пятна рассеяния точки по полю зрения





Рис. 8. Оптическая схема спектрального блока с плоской решёткой

Оптическая схема формирования гиперспектрального изображения может состоять из коллиматорного объектива, в фокальной плоскости которого располагается спектральная щель, и который направляет формируемый пучок параллельных лучей на спектроделительный призменный блок, и изображающего объектива, формирующего изображение спектра в плоскости приёмника излучения. Оптическая схема спектрального блока с плоской дифракционной решёткой показана на рис. 8.

Список литературы

1 Г.Т. Петровский, А.А. Токарев, В.М. Волынкин, М.В. Агринский «Создание и применение жидких оптических сред с особым ходом дисперсии».//Журнал «Доклады Академии Наук СССР» 1988 г., том 302 №1, стр. 95-98

2 А.В. Голицын, В. С. Ефремов, И. О. Михайлов, Н. В. Оревкова, Б. В. Федоров, В. Б. Шлишевский «Жидкие линзы – новая элементная база оптических и оптико-электронных приборов» // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2013. IX Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2013» : сб. материалов в 2 т. (Новосибирск, 15 26 апреля 2013 г.). Новосибирск: СГГА, 2013. Т. 1. – С. 7–11.

3 Голицын А. В., Ефремов В. С., Шлишевский В. Б. «Некоторые варианты оптических систем на основе жидкостных элементов» // Сборник трудов XI Международной конференции «Прикладная оптика–2014». – СПб.: Оптическое общество им. Д.С. Рождественского, 2014. – Т. 3. – С. 55.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ОБРАЗЦОВ ФХ/ПММА В ПРОЦЕССЕ ЭКСПОНИРОВАНИЯ

Владимирцев Д. А., Андреева О. В.*

Президентский ФМЛ №239, Санкт-Петербург, Россия *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрен процесс экспонирования полимерных образцов регистрирующей среды ФХ/ПММА. Выведена формула для подсчета среднего значения амплитуды модуляции готовой голограммы с учетом удлинения образца за счет нагрева при экспонировании, что может приводить к ухудшению качества регистрируемых голограмм.

Как показано в работе [1], в процессе экспонирования образцов регистрирующей среды $\Phi X/\Pi MA$ происходит не только фотохимическое преобразование фенантренхинона (ΦX), но и нагрев образца, который приводит к деформации регистрируемой интерференционной картины. Растяжение образца за счет нагрева приводит к увеличению его оптической толщины $n\Delta l$, что является причиной ухудшения качества зарегистрированного изображения.

Математическое моделирование процесса растяжения и последующего сжатия образца ФХ/ПММА производилось для случая записи отражательной голограммы-решетки.

Характеристику изменений интерференционной картины за счет нагрева дает зависимость средней амплитуды модуляции голограммы от величины удлинения образца, представленная на рисунке.



Рисунок. Зависимость средней амплитуды модуляции голограммы, $A_{mod. cp.}$, от относительного удлинения образца, $\Delta l/d$, за счет нагрева при экспонировании

Как видно из приведенных на рисунке данных, если увеличение длины образца, Δl , меньше, чем период интерференционной картины, d, (т.е. $\Delta l/d < 1$), средняя амплитуда модуляции интерференционной картины составляет более 60%. При дальнейшем увеличении Δl средняя амплитуда по образцу уменьшается. В предельном случае $\Delta l/d \rightarrow \infty$ (то есть при $\Delta l \ll d$) средняя амплитуда модуляции стремится к нулю: $A_{cp.} \rightarrow 0$. Важной особенностью зависимости, изображенной на рисунке, является ее независимость от длины волны излучения λ , при которой велось экспонирование.

В дальнейшем планируется исследовать влияние изменения амплитуды модуляции голограммы за счет нагрева на величину её дифракционной эффективности с целью установления оптимальных условия проведения экспериментов по записи голограмм с заданными параметрами.

Список литературы

1. B. G. Manukhin, S. A. Chivilikhin, I. J. Schelkanova, N. V. Andreeva, D. A. Materikina, O. V. Andreeva, *Applied Optics*, **56**, №26, 7351–7357 (2017).

ВЛИЯНИЕ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В СОСТАВЕ ХЛОРИДНЫХ ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНЫХ СТЕКОЛ НА ИХ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

Орешкина К.В., Дубровин В.Д., Игнатьев А.И., Пичугин И.С.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Впервые синтезированы хлоридные фото-термо-рефрактивные стекла, содержащие в своем составе различные щелочные ионы, а также исследованы их спектральнолюминесцентные свойства.

(Φ TP) Фото-термо-рефрактивные стекла представляют собой натриево-цинкалюмосиликатные стекла, содержащие в своем составе Ce, Sb и Ag, которые являются донором и акцепторами электронов, и галогены (Br, F), участвующие в формировании кристаллической фазы [1]. После УФ-облучения и термообработки показатель преломления ФТР стекла изменяется вследствие фото-термо-индуцированной кристаллизации. На первом этапе при облучении УФ излучением наблюдается фотоионизация ионов Ce³⁺ и захват свободных электронов частично ионами Ag⁺ и в основном ионами Sb⁵⁺ (рис., а). Затем при термической обработке выше 250°C, но ниже температуры стеклования происходит потеря электронов ионами [Sb⁵⁺]⁻ и захват электронов ионами Ag⁺ с образованием атомарного серебра и нейтральных молекулярных кластеров (рис., б). На следующем этапе при термообработке выше 400°С, но ниже температуры стеклования в объеме ФТР стекла формируются наночастицы серебра (рис., в). Увеличение температуры термической обработки выше температуры стеклования приводит вначале к выделению на наночастицах серебра оболочки из бромида серебра (рис., г), а затем к росту анизотропных по форме кристаллов фторида натрия на коллоидных центрах (рис., д). Такие стекла получили название «фторидных ФТР стекол».



Рисунок. Механизм фото-термо-индуцированной кристаллизации ФТР стекол

Показатель преломления нанокристаллической фазы NaF (n_d =1.325) отличается от показателя преломления матрицы стекла (n_d =1.498), вследствие чего происходит уменьшение показателя преломления облученной области по сравнению с необлученной. Поэтому фторидные ФТР стекла широко используются для записи объемных брэгговских решеток для создания на их основе лазерных узкополосных фильтров [2], комбайнеров световых пучков [3] и т.д.

Одним из недостатков фторидных ФТР стекол является отрицательное изменение показателя преломления облученной области по сравнению с необлученной, что не позволяет записывать волноводные и интегрально-оптические структуры на основе таких стекол.

Выделение в объеме стекла нанокристаллической фазы с большим показателем преломления, чем показатель преломления матрицы, например, нанокристаллов хлорида серебра (n_d=2.071), позволяет устранить данный недостаток. Такие ФТР стекла получили название «хлоридных ФТР стекол».

В данной работе было проведено исследование влияния щелочных ионов на спектральнолюминесцентные свойства хлоридных ФТР стекол.

Для проведения исследований были синтезированы стекла на основе Na₂O-ZnO-Al₂O₃-SiO₂-R₂O (где R=Li, Na, K, Rb, Cs) системы. Концентрация R₂O составляла 50% от общего содержания Na₂O+R₂O, которое остается постоянным и равняется 15 мол.%. Синтез стекла проводился при температуре 1500°С в воздушной атмосфере в кварцевых тиглях с перемешиванием расплава платиновой мешалкой. Температуры стеклования были измерены помощью с дифференциального сканирующего калориметра. Образцы облучались УФ излучением ртутной лампы и термообрабатывались в градиентной печи при температурах ниже и выше температуры стеклования. Длительность термообработки для всех образцов варьировала от 1 до 10 часов. Спектры поглощения измерялись в диапазоне длин волн 200-800 нм на всех стадиях эксперимента. Спектры люминесценции и квантовый выход люминесценции были измерены с использованием многоканального детектора с интегрирующей сферой при возбуждении излучением с длиной волны 360 нм.

Температура стеклования исследованных стекол повышается от 450°С до 530°С с ростом атомного номера щелочного иона. Спектры поглощения исходных (необлученных) ФТР стекол сходны между собой, следовательно, замена щелочных ионов не влияет на спектральные свойства исходных ФТР стекол. После облучения УФ наблюдается увеличение поглощения в области 350-550 нм для всех стекол, что связано с образованием нейтральных серебряных молекулярных кластеров (СМК) типа Аg_n. Последующая термообработка при температурах ниже температуры стеклования приводит к увеличению числа нейтральных СМК, обладающих люминесценцией в видимом и ближнем ИК диапазонах. Наибольший квантовый выход составил 30% для ФТР стекла с ионами Na⁺. В результате термообработки при температуре на 50°С ниже температуры стеклования происходит образование наночастиц серебра с плазмонной полосой поглощения на 410 нм. Длительность такой термообработки сильно зависит от типа щелочного иона, входящего в состав ФТР стекла. УФ облучение и термообработка при температурах выше температуры стеклования вызывают рост наночастиц серебра без оболочки во всех исследованных стеклах, что не приводит к локальному изменению показателя преломления облученной области по сравнению с необлученной и, как следствие, не позволяет записывать на данных стеклах голограммы.

В результате исследований были изучены спектрально-люминесцентные свойства хлоридных ФТР стекол, содержащих в своем составе различные ионы щелочных металлов. Такое стекло с СМК можно успешно использовать в качестве даун-конвертора для солнечных элементов и люминофора для белых светодиодов.

Список литературы

1. N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev, *Holographic Mater. and Opt. Systems.* InTech, 435–461, (2017).

2. J. Lumeau, V. Smirnov, A. Glebov, L. B. Glebov, Proc. of SPIE, 7675, 76750H, (2010).

3. O. Andrusyak, V. Smirnov, G. Venus, L.Glebov, Optics Comm, 282, 2560–2563, (2009).

РАСШИРЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ ФОТОПОЛИМЕРИЗАЦИИ И МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ В ХОДЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ Дюрягина А.Б., Лесничий В.В.*, Борисов В.Н., Шурыгина Н.А., Вениаминов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия *Albert-Lüdwigs-Universität Freiburg, Freiburg i. Br., Germany

Работа посвящена разработке и исследованию строгой модели, описывающей процессы фотополимеризации и многокомпонентной диффузии в ходе голографической записи. В систему включены одна полимеризуюшаяся и одна нейтральная компонента, а также эффекты усадки.

Олин из способов формирования структур, обеспечивающих необходимые ЛЛЯ эффективного функционирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) характеристики, базируется на записи интерференционной картины (ИК) – решётки – в фотополимеризующихся композитах с наночастицами [1]. Этот способ реализует принцип фотополимеризацией разделения фаз (photopolymerization-induced phase порождённого separation, PIPS) [2].

Было установлено [3, 4], что моделирование процессов фотополимеризации в динамике записи ИК позволяет не только определить оптимальный режим записи, но и заранее выявить некоторые особенности её условий, связанные по отдельности с усадкой и диффузией нейтральной компоненты – наночастиц.

Ранние работы по моделированию фотополимеризации [5] представляют собой описание и решение двухкомпонентной модели, включающей один мономер и одну нейтральную компоненту. В развитии этой работы [6] нейтральная компонента была заменена на виртуальные частицы – дырки – представляющие собой парциальный свободный объём, генерируемый при единичных актах фотополимеризации. В этой работе, однако, дырки описывались как объект, способный к диффузии, но неспособный к коллапсу. На данный недостаток системы уравнений впервые обратила внимание группа проф. Шеридана [7], ими было предложено ввести в уравнения дополнительный член, учитывающий «схлопывание» парциального свободного объёма.

Во всех перечисленных выше работах основной упор делался на одно- максимум двухкомпонентные системы. В то же время, согласно [3], максимальной диффракционной эффективности голограмм-решёток удаётся достичь именно в системах с более чем одной полимеризующейся компонентой. При этом необходимо не только сформировать «каркас» из образующихся фотополимеров для нивелирования усадки, но и стимулировать приток наночастиц в области минимумов ИК [8], а показатели преломления полученных фотополимеров должны существенно различаться. В работе [3] был осуществлён экспериментальный анализ различных композитов, в разной степени удовлетворяющих указанным требованиям, и были рекомендованы их оптимальные из рассматриваемого набора составы. При этом изначальным критерием для формирования всего набора рассматриваемых композитов была пренебрежимо малая усадка обоих фотополимеров.

Трёхкомпонентные системы более вариативны по составу, а при проектировании ДОЭ имеет смысл принимать во внимание эффекты усадки, поскольку они могут способствовать формированию специфических пространственных распределений фотополимера и КТ.

В свете вышеизложенного представляет интерес разработка и исследование строгой модели, описывающей процессы фотополимеризации и многокомпонентной диффузии в ходе голографической записи. Данная статья охватывает моделирование поведения трехкомпонентной системы, включающей фотополимеризующуюся, нейтральную И обуславливающую усадку виртуальную компоненты.

Общая система уравнений, описывающих применённую в данной статье модель, была сформирована на основе обобщённой системы, предложенной Карповым в [6] с модификацией

на основе [7] и добавлением в неё ещё одного пространственного распределения для нейтральной компоненты:

$$\begin{split} \frac{\partial C'(\vec{r},t)}{\partial t} &= -\frac{u_p}{u_c} \sqrt{I'_0} f(r) G(\vec{r},t) C'(\vec{r},t) + D'_c \Delta C'(\vec{r},t) \\ \frac{\partial R'(\vec{r},t)}{\partial t} &= \frac{u_p}{u_r} \left(f(\vec{r}) F(\vec{r},t) C'(\vec{r},t) - L(\vec{r},t) (R'(\vec{r},t))^2 \right) \\ \frac{\partial P(\vec{r},t)}{\partial t} &= (1-u) R'(\vec{r},t) M(\vec{r},t) \\ \frac{\partial N(\vec{r},t)}{\partial t} &= D_{mn} \left(M(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) - N(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) \right) + D_{nh} \left(H(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) - N(\vec{r},t) \Delta H(\vec{r},t) \right) + \\ + D_{mh} \left(H(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) + M(\vec{r},t) \Delta H(\vec{r},t) \right) \\ \frac{\partial H(\vec{r},t)}{\partial t} &= u R'(\vec{r},t) M(\vec{r},t) + D_{nh} \left(N(\vec{r},t) \Delta H(\vec{r},t) - H(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) \right) - k_h H(\vec{r},t) + \\ + D_{mh} \left(M(\vec{r},t) \Delta H(\vec{r},t) - H(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) \right) + D_{mn} \left(N(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) + M(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) \right) \\ \frac{\partial M(\vec{r},t)}{\partial t} &= D_{mn} \left(M(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) - N(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) \right) + D_{nh} \left(H(\vec{r},t) \Delta N(\vec{r},t) + N(\vec{r},t) \Delta H(\vec{r},t) \right) + \\ + D_{mh} \left(H(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) - M(\vec{r},t) \Delta M(\vec{r},t) \right) - R'(\vec{r},t) M(\vec{r},t) \end{split}$$

В системе выше использованы следующие обозначения: r – координата физически бесконечно малого объёма с центром в точке r; t – время; M, P, N и H – объёмные доли мономера, полимера, нейтральной компоненты и дырок соответственно; C' и R' – приведённые объёмные доли инициатора и пар его первичных радикалов; неотрицательные монотонные функции F и G описывают влияние мономера на кинетику распада инициатора; L – коэффициент бимолекулярной рекомбинации; D_{xx} – эффективные коэффициенты взаимодиффузии соответствующих значению нижних индексов компонент: m – мономер, n – нейтральная компонента, h – дырки; k_h – скорость «схлопывания» дырок; D_c' – эффективный коэффициент диффузии инициатора в мономере; u – коэффициент усадки, определяемый как отношение разности объёмов мономера и полимера к объёму мономера; I₀' – коэффициент, ответственный за фото- и термоинициацию; f – функция, описывающая интенсивность записывающего поля; u_p, u_c и u_r – комбинированные материальные параметры, ответственные за скорость полимеризации, распада инициатора и его рекомбинации соответственно. Более подробное описание физического смысла параметров можно найти, например, в [5].



Рисунок. Динамика амплитуды первых пространственных гармоник модуляции объёмных долей Р1 – полимера, М1 – мономера, Н1 – дырок, С1 – инициатора (домножено на 100) и

R1 – пар первичных радикалов на основе выходных данных численного решения уравнений разработанной модели для эффективного коэффициента диффузии равного 10. Время указано в характерных временах полимеризации

Решение системы уравнений производилось численно в программном пакете МАТLАВ на стандартном персональном компьютере методом конечных разностей. Результаты решения были обработаны таким образом, чтобы иметь возможность качественно сравнить их с результатами работ [5, 6, 7]. Обработка заключалась в построении динамики амплитуды первой пространственной гармоники модуляции соответствующего компонента на основе выходных данных. Результаты приведены на Рис. (ср. с Fig. 1 из [6]).

Разработанная система уравнений оказалась физически состоятельной, что было подтверждено сравнением результатов её численного решения и результатов работ, уравнения в которых являются её частными случаями. Однако, данная модель не включает описание некоторых важных для эффективного функционирования ДОЭ эффекты, например, нелокальность полимеризации, которая определяет разрешающую способность фоточувствительного композита как регистрирующей среды. Кроме того, введение в систему четвёртой компоненты – второго мономера – позволило бы существенно упростить подбор характеристик композита, необходимых для достижения заданной наперёд модуляции оптических параметров ДОЭ. Расширение модели на указанные эффекты является предметом дальнейшей работы.

Список литературы

1. C. Paquet, E. Kumacheva, Adv. Funct. Mater., 17, 3105-3110, (2007).

2. R.J. Williams, C.E. Hoppe, I.A. Zucchi, H.E. Romeo, I.E. dell'Erba, M.L. Gómez, J. Puig, A.B. Leonardi, *J. Colloid Interface Sci.*, 431, 223-232, (2014).

3. Т.Н. Смирнова, Л.М. Кохтич, О.В. Сахно, И. Штумпе, *Опт. и спектр.*, 110, №1, 135-142, (2011).

4. F.T. O'Neill, J.R. Lawrence, M. Kennedy, S.H. Foulger, J.T. Sheridan, *Proc. of SPIE*, 5827, 486-497, (2005).

5. Г.М. Карпов, В.В. Обуховский, Т.Н. Смирнова, Т.А. Сапбаев, *Опт. и спектр.*, 82, №1, 145-152, (1997).

6. H.M. Karpov, V.V. Obukhovsky, T.N. Smirnova, SPQEO, 2, №3, 66-70, (1999).

7. J.V. Kelly, Volume changes during grating formation, 124-144, (2006).

8. T.N. Smirnova, O.V. Sakhno, P.V. Yezhov, L.M. Kokhtych, L.M. Goldenberg, J. Stumpe, *Nanotechnology*, 20, 245707, (2009).

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СЛОЖНЫХ КОМПОЗИТНЫХ СРЕД С НАНОСТРУКТУРНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ Шурыгина Н.А., Борисов В.Н., Лесничий В.В.*, Дюрягина А.Б., Вениаминов А.В. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

*Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg i. Br., Germany

Статья посвящена определению эффективного показателя преломления сложных композитных сред с квантовыми точками. Зависимость эффективного показателя преломления от доли квантовых точек определена при помощи приближения эффективной среды. Параметры квантовых точек могут быть определены решением обратной задачи эффективной среды.

Голограммы на основе фотополимеров перспективны для использования в качестве дифракционных оптических элементов, так как они обладают высокой разрешающей способностью, стабильностью записи, высокой дифракционной эффективностью, возможностью управления селективными свойствами и относительной дешевизной материала. Добавление наночастиц в фотополимерные голографические среды открывает дополнительные возможности, например, увеличения модуляции показателя преломления. Использование люминесцирующих наночастиц, таких как квантовые точки, позволит получить усиление спонтанного излучения и возможность лазерной генерации [1] в созданном голографическим методом резонаторе с распределенной обратной связью.

Варьируя модуляцию показателя преломления голограммы путем изменения объемной доли квантовых точек, можно влиять на параметры возбуждаемого лазерного излучения, например, на ширину спектра. Для определения концентрации квантовых точек, обеспечивающей требуемую модуляцию показателя преломления, было рассчитано пространственное распределение эффективных характеристик голограммы в приближении эффективной среды в зависимости от объемной доли наноструктурных включений.

Приближение эффективной среды [2] позволяет рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость многокомпонентной системы, содержащей наноструктурные объекты. При расчете учитываются диэлектрические характеристики компонент, а также их геометрические параметры. Если в качестве наноструктурных включений используются частицы в оболочке, в расчет добавляется соотношение радиусов их ядра и оболочки. Уравнение, связывающее эффективную диэлектрическую проницаемость среды с параметрами её компонент, выглядит следующим образом:

$$0 = f_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon^*}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon^*} + f_2 \left(\frac{3\varepsilon^*(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + \beta(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}{(\varepsilon_3 + 2\varepsilon^*)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + 2(\varepsilon_2 - \varepsilon^*)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)\beta} - 1 \right), \tag{1}$$

где ε^* — эффективная диэлектрическая проницаемость композитной среды, ε_1 — диэлектрическая проницаемость основного материала среды, ε_2 и ε_3 — диэлектрическая проницаемость оболочки и ядра квантовых точек, соответственно, $\beta = (a_3/a_2)^3$ — куб отношения радиусов ядра и оболочки наночастиц, f_1 и f_2 — объемные доли основного материала среды и квантовых точек, соответственно. Диэлектрическая проницаемость среды при наличии поглощения связана с показателем преломления среды следующим соотношением:

$$n^{2} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\varepsilon'^{2} + \varepsilon''^{2}} + \varepsilon' \right)$$
⁽²⁾

где ϵ' — действительная часть диэлектрической проницаемости, ϵ'' — мнимая часть, n — показатель преломления.

В результате выполнения моделирования в приближении эффективной среды и выполнения преобразований физических величин было получено пространственное распределение показателя преломления голограммы в зависимости от объемной доли квантовых точек. В расчете были использованы макроскопические характеристики наиболее популярных

материалов для изготовления квантовых точек: CdSe и ZnS с различными отношениями радиусов квантовой точки и её ядра – q.



Рисунок. Зависимость эффективного показателя преломления полимерного композита от объемной доли квантовых точек

Как видно из Рисунка, зависимость эффективного показателя преломления объемной доли наночастиц с оболочкой имеет нелинейный характер, причем эффективный показатель преломления композиции уменьшается с увеличением доли наночастиц, хотя показатель преломления наночастиц больше, чем у PMMA. Зависимости эффективного показателя преломления для квантовых точек ZnS, CdSe/ZnS (q=5), и CdSe/ZnS (q=2) практически совпадают. Это указывает на то, что наибольший вклад в изменение показателя преломления композита вносит оболочка квантовых точек. Влияние ядра становится значительным в случае, если его радиус превышает радиус оболочки (как в случае CdSe/ZnS (q=5/4)).

Ввиду очень малых размеров квантовых точек, их реальные характеристики могут значительно отличаться от характеристик материала. Установить истинные характеристики квантовых точек можно в ходе решения обратной задачи эффективной среды. Расчет реальных характеристик квантовых точек можно произвести аналитически, решив систему линейных уравнений. Так как в задаче использованы квантовые точки типа «ядро-оболочка», для расчета их диэлектрических проницаемостей потребуется система из двух уравнений. Для составления уравнений должны быть экспериментально измерены эффективные характеристики композита с наночастицами при известных объемных долях квантовых точек. Для корректного произведения расчета все параметры системы, концентрация квантовых точек и эффективные характеристики (показатель преломления и коэффициент поглощения), должны быть известны с точностью до 10-4.

Определение реальных характеристик ядра и оболочки квантовых точек позволяет более точно рассчитать пространственное распределение показателя преломления в голограмме с добавлением квантовых точек.

Список литературы

1. Smirnova T. N. et al. Amplified spontaneous emission in polymer–CdSe/ZnS-nanocrystal DFB structures produced by the holographic method //*Nanotechnology*. 2009. V. 20. No. 24. P. 245707.

2. Апресян Л.А., Власов Д.В., Задорин Д.А., Красовский В.И., О модели эффективной среды для частиц со сложной структурой // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. № 1. С. 10-17

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПРИ ПОМОЩИ КОНФОКАЛЬНОГО МИКРОСКОПА Степанова М.С., Захаров В.В., Баранов М.А., Дубавик А., Кормилина Т.К., Черевков С.А., Парфенов П.С., Вениаминов А.В. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Конфокальная сканирующая микроскопия со спектральным и временным разрешением применена для визуализации одиночных полупроводниковых квантовых точек. Зафиксирован эффект мерцания отдельных квантовых точек.

Визуализация одиночных квантовых точек (КТ) возможна при достаточно низкой концентрации. Для этого исходный раствор был разбавлен таким образом, чтобы поверхностная концентрация составляла 10 мкм⁻². Образец с данной концентрацией КТ был получен методом литья на вращающуюся подложку, люминесцентное изображение участка этого образца размером 5 × 5 мкм представлено на рис. 1а. Это изображение получено многоканальным детектором, который накапливал сигнал флуоресценции в течение 20 минут.

На рис. 16 приведены спектры люминесценции с области 5 × 5 мкм и с отдельных участков (отмечены номерами 1, 2 и 3 на рис. 1а). Анализ спектров люминесценции от отдельных участков показал, что они имеют меньшую полуширину по отношению к ансамблю и различаются по положению максимума интенсивности. Эти результаты позволяют предположить, что мы видим одиночные наночастицы. Усредненный спектр, полученный от ансамбля квантовых точек, является огибающей спектров одиночных нанокристаллов.



Рис. 1а. Флуоресцентное изображение КТ, области 5х5 мкм



Рис. 16. Спектры интенсивности флуоресценции от ансамбля (сплошная линия) и от одиночных КТ (пунктир), регионы (1, 2, 3) показаны на рисунке (*a*) соответственно

Подтверждением того, что флуоресцентный сигнал получен от одиночных КТ, является изменение интенсивности флуоресценции от этих областей, данные получены в результате измерений с временным разрешением (рис. 2). Такое поведение можно интерпретировать, как мерцание одиночных КТ, при котором происходит переход частицы из темного в светлое состояние [1-2]. Результаты временной серии показывают, что некоторые нанокристаллы излучают более или менее стабильно, в то время как другие имеют эффект мерцания. На данный момент зафиксирован сам факт мерцания, но пока что не исследована его статистика. В дальнейшем планируется изучение зависимости параметров мерцания размера от нанокристаллов и от внешних факторов, таких как температура и мощность возбуждения.

Длительное сканирование сфокусированным лазерным пучком небольшой области (3×3 мкм), даже при минимальной мощности лазера, приводит к непрерывному уменьшению интенсивности люминесценции КТ. Это может быть связано с локальным нагревом до достаточно высоких температур и разрушению структуры КТ.



Рис. 2. Мерцание: изображения, полученные на конфокальном микроскопе при регистрации временной серии с области 3х3 мкм, в момент времени 12, 16, 18, 21 с. Выделенная точка отображает светлое и темное состояния КТ

Также полученный образец был исследован на атомно-силовом микроскопе, что позволило получить изображение поверхности и построить пространственный профиль отдельной наночастицы (рис. 3).



Рис. 3. Изображение участка образца, полученное на атомно-силовом микроскопе (слева) и пространственный профиль (справа), построенный вдоль линии на рисунке слева

Полученные данные, свидетельствуют о том, что в образце присутствуют как отдельные наночастицы, имеющие аксиальный размер порядка 12 нм, так и конгломераты из КТ большего размера.

Список литературы

1. Nirmal M., Dabbousi B.O., Bawendi M.G., Macklin J.J., Trautman J.K., Harris T.D. and Brus L.E., *Nature*, **383**, 1996.

2. S. A. Empedocles, R. Neuhauser, K. Shimizu, and M. G. Bawendi, *Adv. Materials*, **11** (15), 1243-1256 (1996).

ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ

СПЕКТРОСКОПИЯ КРУГОВОГО ДИХРОИЗМА КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК И ТЕТРАПИРРОЛЬНЫХ МОЛЕКУЛ

Вишератина А.К.*, Орлова А.О.*, Баранов А.В.*, Гунько Ю.К.*[,] **, Федоров А.В.*

> *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия **Trinity College Dublin, Dublin, Ireland

Гибридные наноструктуры, сформированные на основе биосовместимых квантовых точек и хлорина еб для оптимизации фармакологической эффективности хлорина еб, были исследованы методами оптической спектроскопии. Посредством спектроскопии кругового дихроизма было выявлено образование нелюминесцирующих агрегатов хлорина еб, которые являются доминирующей причиной падения эффективности всей гибридной наноструктуры.

На сегодняшний день в фотодинамической терапии (ФДТ) для лечения онкологических заболеваний используются соединения тетрапиррольного ряда и, в частности, хлорин еб [1]. Интерес к тетрапиррольным соединениям вызван тем, что они эффективно генерируют синглетный кислород и способны селективно накапливаться в раковых клетках. Несмотря на широкое применение тетрапирролов в клинической практике, они обладают рядом побочных действий [2], и разработка многофункциональных наноматериалов, которые могли бы в значительной степени усилить фармакологическую эффективность традиционно используемых лекарственных препаратов, является одной из важнейших задач науки о наноматериалах [3].

Одним из подходов к созданию лекарственного препарата нового поколения является формирование гибридных наноструктур на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ), с молекулами тетрапиррольного ряда [4]. Уникальные свойства КТ делают данные объекты крайне перспективными для использования их в качестве агентов для адресной доставки лекарств, люминесцентных меток и сенсоров в биологии и медицине, а также универсальных доноров энергии фотовозбуждения для органических молекул. Для оценки функционирования данных гибридных наноструктур необходимо отслеживать эффективность переноса энергии от КТ к тетрапирролам, а также квантовый выход люминесценции тетрапирролов.

Несмотря на активный интерес и большое число исследований, посвященных гибридным наноструктурам КТ/хлорин е6 в качестве нового препарата для ФДТ [5], ряд важнейших вопросов до сих пор остаётся открытым. В частности, не установлена причина падения квантового выхода люминесценции хлорина е6 при увеличении его концентрации в смешанном растворе с КТ.

Ранее методами абсорбционной спектроскопии было обнаружено, что молекулы фталоцианина формируют нелюминесцирующие агрегаты в составе гибридных наноструктур на основе КТ, что приводит к появлению падающих зависимостей эффективности переноса энергии и квантового выхода люминесценции фталоцианина [6]. Можно было бы предположить, что хлорин еб также формирует нелюминесцирующие агрегаты, однако в спектрах поглощения не было столь явных проявлений агрегации хлорина еб, как в случае молекул фталоцианина, а в спектрах люминесценции наблюдалась исключительно мономерная форма хлорина еб. Хлорин еб является хиральной молекулой, и в работе [7] было показано, что спектроскопия кругового дихроизма является более чувствительным методом исследования степени агрегации хлорина еб по сравнению со стационарной спектроскопией поглощения. Важно отметить, что данный метод не использовался ранее для изучения фотофизических процессов, протекающих в гибридных наноструктурах на основе квантовых точек и тетрапиррольных молекул. Поэтому нами было проведено первое комплексное исследование гибридных наноструктур, в ходе

которого гибридные наноструктуры изучались посредством стационарной спектроскопии поглощения и люминесценции, временно-разрешённой люминесцентной микроскопии, а также с использованием спектроскопии кругового дихроизма.

В ходе работы в результате электростатического взаимодействия молекул хлорина еб с биосовместимыми ZnS: Mn KT были созданы гибридные наноструктуры KT/хлорин еб. Спектрально-люминесцентными методами было обнаружено, что при увеличении концентрации хлорина еб в смеси с KT его квантовый выход люминесценции значительно снижался. При этом форма и положение полос люминесценции хлорина еб соответствовали его мономерной форме. Однако, анализ спектров кругового дихроизма показал, что спектр хлорина еб в составе гибридных наноструктур не соответствует спектру кругового дихроизма мономеров хлорина еб, и имеет более сложную форму. В результате анализа экспериментальных данных было обнаружено, что помимо мономеров хлорина еб, связанных с KT, в гибридных наноструктурах с КT существует нелюминесцирующая форма хлорина еб, которая приводит к падению квантового выхода люминесценции хлорина еб.

Таким образом, исследование гибридных наноструктур на основе КТ и хлорина еб посредством спектроскопии кругового дихроизма позволило установить причину падения квантового выхода люминесценции хлорина еб в гибридных наноструктурах, сформированных в водных растворах. В свою очередь это позволяет оптимизировать условия формирования гибридных наноструктур и сделать шаг вперёд при создании лекарственных препаратов нового поколения.

Список литературы

1. M. Triesscheijn, P. Baas, Jan H.M. Schellens, Fiona A. Stewart, *The Oncologist*, **11**, №9, 1034-1044, (2006).

2. H. Mojzisova, S. Bonneau, P. Maillard, K. Berg, D. Brault, *Photochem. Photobiol. Sci.*, **8**, 778-787, (2009).

3. K.K. Jain, K.K. Jain, The handbook of nanomedicine, 353, (2017).

4. A.C. Samia, X. Chen, C. Burda, J. Am. Chem. Soc., 125, №51, 15736-15737, (2003).

5. Martynenko, I. V., Orlova, A. O., Maslov, V. G., Baranov, A. V., Fedorov, A. V., & Artemyev, M. (2013). Energy transfer in complexes of water-soluble quantum dots and chlorin e6 molecules in different environments. Beilstein journal of nanotechnology, 4, 895.

6. I.V. Martynenko, A.O. Orlova, V.G. Maslov, A.V. Fedorov, K. Berwick, A.V. Baranov, *Beilstein journal of nanotechnology*, **7**, 1018, (2016).

7. E.V. Kundelev, A.O. Orlova, V.G. Maslov, A.V. Baranov, A.V. Fedorov, *Proc. SPIE*, **9884**, 988433, 2016.

МЕТОД ТЕРАГЕРЦОВОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ С СУБВОЛНОВЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ, ОСНОВАННЫЙ НА ПРИНЦИПЕ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ИММЕРСИИ

Колонтаева Г.С.*, Черномырдин Н.В.*^{,**}, Кучерявенко А.С.*, Римская Е.Н.^{***}, Командин Г.А.^{**}, Спектор И.Е.^{**}, Решетов И.В.^{***}, Тучин В.В.^{****,******}, Зайцев К.И.^{*,**}

*Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия **Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия ***Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, Москва, Россия

****Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия ****Институт проблем точной механики и управления Российской академии наук, Саратов, Россия

*****Томский государственный университет, Томск, Россия

Разработан метод терагерцовой визуализации биологических тканей in vitro с субволновым разрешением, основанный на принципе твердотельной иммерсии. Показано, что предложенная система позволяет достигнуть пространственного разрешения порядка 0,2λ. Получены терагерцовые изображения тестовых биологических сред с субволновым масштабом характерных элементов.

В течение последних десятилетий наблюдалось значительное развитие методов терагерцового (ТГц) имиджинга [1-3]. Данные методы нашли свое применение в области биологии и медицины [4, 5], в частности для неинвазивной [6, 7] и интраоперационной [8, 9] диагностики злокачественных новообразований. Однако, несмотря на значительный прогресс в области ТГц имиджинга, точность измерения ТГц изображающих систем остается сильно ограничена их низкой разрешающей способностью, обусловленной относительно большими длинами волн излучения [10]. Достижение субволновой разрешающей способности остается непростой задачей ТГц биомедицины, в то время как компоненты биологических тканей имеют преимущественно субволновые размеры относительно ТГц диапазона длин волн [11].

Было предложено несколько подходов повышения разрешающей способности, основанных на различных физических явлениях. Многие из современных систем ТГц имиджинга используют одиночные оптические элементы, такие как сферические или асферические линзы, либо внеосевые параболические зеркала [10, 12], разрешающая способность которых составляет порядка 0,8-1,0 λ . Дальнейшее уменьшение пространственного разрешения отдельных оптических элементов является затруднительным: при увеличении числовой апертуры одиночной линзы существенно растут аберрации [12]. Параболические зеркала имеют хорошую аберрационную коррекцию, но для них свойственно перекрытие падающего и отраженного пучков при больших апертурах [10].

Такой метод как ближнепольный ТГц имиджинг [13] позволяет достигнуть $0,1-0,001\lambda,$ однако требует близкого пространственного разрешения расположения сканирующего кантилевера и исследуемого образца, а значит возможен их контакт и повреждение. Кроме того, требуются мощные источники и сверхчувствительные приемники ТГц излучения, которые являются довольно редкими и дорогостоящими. ТГц цифровая голография [14] и метод синтезирования апертуры [15] позволяют достигнуть субволнового пространственного разрешения, однако требуют сложных вычислений для точного решения обратной задачи.

В настоящей работе предлагается метод ТГц визуализации биологических тканей, основанный на эффекте твердотельной иммерсии. Объектив, реализующий принцип твердотельной иммерсии [16] состоит из трех оптических элементов: асферической широкоапертурной линзы, формирующей сходящийся пучок и компенсирующей волновые аберрации за счет асферических поверхностей, усеченной сферы, изготовленной из материала с

высоким показателем преломления и опорного окна (Рис. 1). Асферический синглет выполнен из полиэтилена высокой плотности (HDPE), а усеченная сферическая линза и опорное окно изготовлены из кремния с высоким удельным сопротивлением (HRFZ-Si). Усеченная сфера и окно вместе образуют элемент, не имеющий оптической силы. При такой конфигурации поле локализуется в зоне полного внутреннего отражения в свободном пространстве за плоской гранью кремниевого окна, а размер каустики пучка, формируемого линзой, масштабируется показателем преломления материала окна и полусферы ($n \approx 3, 42$).



Рис. 1. Схематичное изображение оптического элемента, основанного на принципе твердотельной иммерсии [17]

На основе описанного оптического элемента был создан макет ТГц изображающей системы для визуализации биологических объектов. Асферическая линза и усеченная сфера были жестко зафиксированы, окно из HRFZ-Si было установлено на основании, перемещающемся в плоскости XY, и осуществляющем растровое сканирование поверхности образца. В изображающей системе качестве источника непрерывного ТГц излучения была использована лампа обратной волны, а в качестве широкополосного детектора ячейка Голея. Пространственное разрешение предложенной системы было измерено при помощи тестового объекта с коэффициентом отражения в виде ступенчатой функции и составляет 0,2λ.

С помощью данной установки были исследованы различные биологические объекты с субволновым характером пространственных неоднородностей. На Рис. 2 представлено ТГц изображение листовой пластины мяты [17], на котором хорошо различима ее структура.



Рис. 2. Результаты ТГц микроскопии пластины листа мяты при помощи системы, основанной на принципе твердотельной иммерсии: (а) цифровое фото листа, (b) ТГц изображение области листа. Площадь сканирования 4×4 мм², 8×8λ (λ=500 мкм)

Так же при помощи ТГц изображающей системы, основанной на принципе твердотельной иммерсии, были получены ТГц изображения клеточных сфероидов диаметром порядка 300 мкм и образцов мягких тканей человека различных локализаций в норме и при патологии - фиброаденомы груди, плеоморфной аденомы околоушной слюнной железы и др., при этом различимы субволновые элементы рассмотренных биообъектов. Полученные результаты

свидетельствуют о перспективности применения методов ТГц микроскопии с использованием методов твердотельной иммерсии для субволновой визуализации биологических объектов и мягких тканей *in vitro* и *in vivo*.

Список литературы

1. B. Hu, M. Nuss, *Opt. Lett.*, **20**, №16, 1716–1718, (1995).

2. I. Gregory, W. Tribe, C. Baker, B. Cole, M. Evans, L. Spencer, M. Pepper, M. Missous, *Appl. Phys. Lett.*, **86**, No20, 204104, (2005).

3. D.M. Mittleman, S. Hunsche, L. Boivin, M.C. Nuss, Opt. Lett., 22, №12, 904–906, (1997).

4. X. Yang, X. Zhao, K. Yang, Y. Liu, Y. Liu, W. Fu, Y. Luo, *Trends Biotechnol.*, **34**, №10, 810–824, (2016).

5. Q. Sun, Y. He, K. Liu, S. Fan, E. Parrott, E. Pickwell-MacPherson, *Quant. Imaging Med. Surg.*, 7, №3, 345–355, (2017).

6. V. Wallace, A. Fitzgerald, S. Shankar, N. Flanagan, R. Pye, J. Cluff, D. Arnone, Br. J. Dermatol., 152, №3, 424–432, (2004).

7. K Zaytsev, K. Kudrin, V. Karasik, I. Reshetov, S. Yurchenko, Appl. Phys. Lett., 106, №5, 053702, (2015).

8. P. Ashworth, E. Pickwell-MacPherson, E. Provenzano, S. Pinder, A. Purushotham, M. Pepper, V. Wallace, *Opt. Express*, **17**, №15, 12444–12454, (2009).

9. Y Ji, S. Oh, S.-G. Kang, J. Heo, S.-H. Kim, Y. Choi, S. Song, H. Son, S. Kim, J. Lee, S. Haam, Y. Huh, J. Chang, C. Joo, J.-S. Suh, *Sci. Rep.*, **6**, 36040, (2016).

10. Y. Lo, R. Leonhardt, Opt. Express, 16, №20, 15991–15998, (2008).

11. V.V. Tuchin, SPIE Press, (2015).

12. N. Chernomyrdin, M. Frolov, S. Lebedev, I. Reshetov, I. Spektor, V. Tolstoguzov, V. Karasik, A. Khorokhorov, K. Koshelev, A. Schadko, S. Yurchenko, K. Zaytsev, *Rev. Sci. Instrum.*, **88**, №1, 014703, (2017).

13. S. Hunsche, M. Koch, I. Brener, M. Nuss, Opt. Commun., 150, №1-6, 22-26, (1998).

14. Y. Zhang, W. Zhou, X. Wang, Y. Cui, W. Sun, Strain, 44, No5, 380-385, (2008).

15. V. Krozer, T. Loffler, J. Dall, A. Kusk, F. Eichhorn, R. K. Olsson, J. D. Buron, P. U. Jepsen, V. Zhurbenko, T. Jensen, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, **58**, №7, 2027–2039, (2010).

16. N. Chernomyrdin, A. Schadko, S. Lebedev, V. Tolstoguzov, V. Kurlov, I. Reshetov, I. Spektor, M. Skorobogatiy, S. Yurchenko, K. Zaytsev, *Appl. Phys. Lett.*, **110**, №22, 221109, (2017).

17. N. Chernomyrdin, A. Kucheryavenko, K. Malakhov, A. Schadko, G. Komandin, S. Lebedev, I. Dolganova, V. Kurlov, D. Lavrukhin, D. Ponomarev, S. Yurchenko, V. Tuchin, K. Zaytsev, *Proc. of SPIE*, **10716**, 1071606-1–1071606-7, (2017).

ОСОБЕННОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК ИЗ ПИЩЕВОГО ШЕЛЛАКА Торопова А.П., Фокина М.И.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе рассмотрена возможность использования пищевого шеллака для изготовления радужных голограмм, применение которых актуально в пищевой и фармацевтической промышленности. Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям.

Шеллак представляет собой продукт очистки штоклака – смолистой секреции лакового червеца, которую собирают на растениях семейства мимозовых (акации, альбиции), произрастающих в Индостане и Индокитае. Шеллак имеет форму тонких чешуек от светложелтого до темно-коричневого цвета в зависимости от степени очистки. Шеллак состоит из алифатических, ароматических оксикислот и их лактонов и лактидов, не растворим в воде, хорошо растворим в этиловом спирте, имеет температуру плавления 78—80°С, плотность 1,14—1,22 г/см³. Шеллак используется в качестве глазирователя при производстве биологически активных добавок, конфет, драже, шоколада, жевательных резинок, мучных кондитерских изделий, покрытых глазурью [1, 2]. Он позволяет сформировать на поверхности продуктов тонкое, прозрачное, блестящее покрытие, защищающее от воздействия влаги.

В данном исследовании для оценки возможности использования шеллака для формирования радужных голограмм была взята готовая коммерчески доступная комплексная пищевая добавка «Эмульсифайн 1000» – глазирователь, состоящий из спиртовой дисперсии шеллака и растительного масла. Капля этого состава помещена на предметное стекло, накрыта силиконовой формой, снятой с дифракционной решетки с периодом 600 линий на мм, спустя 24 часа силиконовая форма снята, получена пленка с дифракционным рельефом. Подробнее способ изготовления описан в статье [3].

Как показал спектральный анализ, пленка из шеллака толщиной 8мкм имеет коэффициент пропускания 70-83% в области 350-900нм, однако с увеличением толщины пленки прозрачность ее уменьшается. Произведена оценка дифракционной эффективности как отношения суммы интенсивностей дифрагированных лучей к интенсивности излучения, падающего на образец. В проходящем свете среднее значение дифракционной эффективности образцов составило 58%, и в отраженном свете – 7%. Несмотря на большую разницу в этих значениях, решетка может работать как в проходящем, так и отраженном свете, создавая яркую радужную окраску.

Результаты исследования показали, что шеллак способен передавать и сохранять дифракционный рельеф, его можно использовать для формирования голографического покрытия на поверхности пищевых продуктов и фармацевтических препаратов с целью улучшения их визуальных характеристик и повышения уровня защищенности продукции от подделок.

Список литературы

1. Сарафанова Л.А. Пищевые добавки. Энциклопедия. – 2-е издание, исправленное и дополненное. – СПб: ГИОРД, 2004. – 808с.

2. Сорокин М.Ф., Кочнова З.А., Шодэ Л.Г. Химия и технология пленкообразующих веществ. – 2-е издание, исправленное и дополненное. – М.: Химия, 1989. – С.432.

3. Торопова А.П., Фокина М.И. Особенности создания дифракционного микрорельефа на поверхности пищевых продуктов//Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов (Звенигород, 12-14сентября 2017г.) - 2017. - С. 219-221

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ДОСТАВКИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРА ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ ОНИХОМИКОЗА

Тавалинская А.Д., Сергеев С.Н., Смирнов С.Н., Беликов А.В. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Впервые в условиях *in vivo* продемонстрирована активная Er:YLF лазерная доставка фотосенсибилизатора для фотодинамической терапии онихомикоза к поверхности ногтевого ложа. Обсуждается влияние энергии лазерных импульсов, их количества и толщины слоя фотосенсибилизатора на эффективность его доставки.

Одной из распространенных патологий ногтя является онихомикоз – грибковая инфекция В настоящее время лечение грибковых заболеваний с помощью ногтя. местных противогрибковых средств, в том числе и фотодинамического агента (фотосенсибилизатора), малоэффективно, так как низкая проницаемость ногтевой пластины ограничивает доставку терапевтически достаточного количества препарата к очагу поражения. Проницаемость ногтевой пластины может быть увеличена с помощью химических (кислоты, спирты, гликоли и др.), физических (микроперфорация, ионофорез, сонофорез, электропорация; ультразвуковая и лазерная доставка препаратов) и механических методов (инъекции, удаление или механическая перфорация ногтевой пластины) [1]. Перспективным методом является доставка местных препаратов под ногтевую пластину через массив микроотверстий. Однако препараты на водной основе с высоким коэффициентом поверхностного натяжения имеют чрезвычайно низкую скорость проникновения, в том числе и через массив микроотверстий. Скорость проникновения лекарственных средств в биоткани может быть увеличена за счёт возбуждения в фотосенсибилизаторе гидродинамических эффектов под действием лазерного излучения [2]. В данной работе рассмотрен метод активной доставки фотодинамического агента к ногтевому ложу с помощью микроперфорации ногтевой пластины и следующего за ней возбуждения гидродинамических процессов излучением Er: YLF лазера.

Целью работы является определение возможности активной лазерной доставки водного раствора метиленового синего через массив микроотверстий в ногтевой пластине в условиях *in vivo*.

В настоящем исследовании для формирования в ногтевой пластине массивов микроотверстий с диаметром 220 ± 10 мкм, глубиной 370 ± 20 мкм и плотностью упаковки 400 отв/см² использовались импульсы излучения Er:YLF лазера (λ =2.81 мкм) с энергией 4.0 ± 0.1 мДж и длительностью 270 мкс. Массив микроотверстий создавался через слой фотосенсибилизатора в качестве которого использовался 0.25 % водный раствор метиленового синего (MC), который является широко используется для фотодинамической терапии грибковых заболеваний [3]. Сразу после этого осуществлялась активная доставка фотосенсибилизатора для чего ногтевая пластина с нанесенным слоем 0.25 % водного раствора MC подвергалась воздействию импульсов излучения Er:YLF лазера с параметрами идентичными параметрам для микроперфорации, в результате чего в фотосенсибилизаторе возникали гидродинамические процессы стимулирующие активную доставку MB через микроотверстия к ногтевому ложу. Факт доставки препарата контролировался при помощи оптико-микроскопической регистрации.

В исследовании *in vitro* изучалось влияние толщины слоя раствора МС на эффективность микроперфорации и активной доставки препарата. Установлено, что при воздействии лазерных импульсов с энергией 4 мДж через слой препарата толщиной более 400 мкм микроперфорация ногтевой пластины и активная доставка препарата невозможна, а наиболее эффективная доставка препарата (без его разлета) наблюдалась при воздействии лазерного излучения через слой препарата толщиной ~100 мкм.

Кроме того, в условиях *in vivo* исследовалось состояние ногтевого ложа после микроперфорации, активной доставки препарата и фотодинамической терапии. При этом, после активной доставки препарата проводилась фотодинамическая терапия ногтя, которая заключалась в облучении его светом с длиной волны $\lambda = 660$ мкм при плотности мощности излучения W=200 мВт/см² в течение 17 минут. По результатам наблюдения установлено, что

данные процедуры приводят к незначительному повреждению ногтевого ложа и образованию подногтевой гематомы, которые устраняются на 9-11 день после проведения процедур. На Рис. представлены фотографии ногтевой пластины добровольца до и после микроперфорации, активной доставки и фотодинамической терапии.



Рисунок. Фотографии ногтя до (а), после микроперфорации ногтевой пластины и активной доставки водного раствора МС (б); после фотодинамической терапии (в); через одну (г), две (д) и три недели (е) после проведения всех процедур

В работе приведен сравнительный анализ клинической картины ногтя с и без фотодинамической терапии после микроперфорации и активной доставки 0.25 % водного раствора МС. Действие излучения с длиной волны $\lambda = 660$ мкм на проникший в ногтевую пластину раствор метиленового синего привело к дополнительной травме ногтевого ложа и обесцвечиванию красителя за счет окислительно-восстановительной реакции.

Таким образом, в работе исследовано влияние толщины слоя 0.25 % водного раствора метиленового синего на процесс микроперфорации и активной доставки фотосенсибилизатора для фотодинамической терапии онихомикоза под ногтевую пластину. Установлено, что наиболее эффективная доставка 0.25 % водного раствора метиленового синего наблюдается при толщине слоя раствора MB ~100 мкм. Впервые в условиях *in vivo* продемонстрирована возможность доставки 0.25 % водного раствора метиленового синего под ногтевую пластину. Определены оптимальные параметры лазерного излучения для микроперфорации и активной доставки препарата к ногтевому ложу.

Список литературы

1. S. Murdan, International Journal of Pharmaceutics, 236, №. 1-2, 1-26, (2002).

2. A.V. Belikov, A.V. Skrypnik, K.V. Shatilova, V.V. Tuchin, *Lasers in surgery and medicine*, **47**, № 9, 723-736, (2015).

3. F.P. Gonzales, S.H. Da Silva, D. Roberts, G.U. Braga, *Photochemistry and photobiology*, **86**, №. 3, 653-661, (2010).

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕНСОРНОГО МАТЕРИАЛА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО К ИОНАМ МЕДИ И СВИНЦА В ВОДНЫХ СРЕДАХ, СОСТОЯЩЕГО ИЗ КРАСИТЕЛЯ, АДСОРБИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТЬ НАНОЧАСТИЦЫ, В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Безуглая И.В., Олехнович Р.О., Фокина М.И., Денисюк И.Ю. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Исследована возможность определения ионов меди и свинца в водных средах при помощи сенсорного слоя на основе красителя родамина Б, адсорбированного на поверхность наночастиц, в полимерной матрице.

Тяжелые металлы (ТМ) присутствуют в следовых количествах в естественных водах, но многие из них являются токсичными даже при очень низкой концентрации. Увеличение количества ТМ в промышленности в настоящее время вызывает большую озабоченность, особенно в связи с тем, что большое число отраслей сливают металлосодержащие сточные воды без какой-либо адекватной обработки. Своевременная детекция токсичных ионов является одним из самых важных направлений для исследований. Существующие ныне методы выявления в основном подразумевают проведение анализа в лаборатории и требуют наличия специальных реактивов, оборудования и методов пробоподготовки. Но при учете особенностей сброса техногенных отходов, а именно залповый тип сброса, возникает острая необходимость в экспресс-методах анализа качественного и количественного содержания тяжелых металлов в водной пробе.

В настоящее время активно проводятся работы по созданию сенсорных систем на основе полимерных матриц для определения концентрации тяжелых металлов в водных средах. При этом сенсорные материалы должны сочетать в себе способность сорбировать тяжелые металлы и обеспечивать механическую прочность.

В рамках данной работы создавался и исследовался чувствительный слой сенсора для определения тяжелых металлов в воде на основе полимерной матрицы с наночастицами и органическим красителем. Проведено исследование определения ионов свинца и меди в водных растворах. Основным параметром исследования являлось изменение спектра поглощения красителя при взаимодействии с ионами тяжелых металлов. А также исследовалась сорбция органического красителя на наночастицы для определения возможности использования его в других матрицах.

В качестве реагента к тяжелым металлам использовался краситель родамин Б, в качестве матрицы – фотоотверждаемый полимер. Исследование материалов проводилось колометрическим, спектрофотометрическим и ИК-спектроскопическим методами.
СВЕТОДИОДНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДЛЯ ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКОИНТЕНСИВНОЙ ФОТОТЕРАПИИ Семяшкина Ю.В., Скрипник А.В., Беликов А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты разработки и экспериментальной апробации светодиодных источников для предельно высокоинтенсивной ограниченной гипертермией кожи фототерапии, на длинах волн 660 нм и 850 нм. Обсуждаются дизайн и параметры источников, а также результаты модельных и *in vivo* экспериментов.

Фототерапия является областью медицины, использующей свет для профилактики и лечения заболеваний. В зависимости от интенсивности света различают низкоинтенсивную и высокоинтенсивную терапию, а также фотодинамическую терапию. Для фототерапии используются различные источники излучения: лазерные, светодиодные, ламповые. Интенсивность света определяет эффективность и продолжительность фототерапевтического воздействия [1]. Анализ параметров современных фототерапевтических приборов показывает, что приборы, работающие в УФ области спектра, в среднем имеют мощность излучения 300 мВт (плотность мощности 70 мВт/см²), приборы работающие в видимой области - 90 мВт (25 мВт/см²), а работающие в ИК области - 100 мВт (60 мВт/см²). Видно, что в видимой области спектра плотность мощности излучения в среднем составляет 25 мВт/см². В тоже время известно, что гипертермия кожи, которая при фототерапии первая располагается на пути следования света наступает в этом спектральном диапазоне лишь при 200 мВт/см² и выше [2]. Очевидно, что параметры большинства существующих фототерапевтических приборов практически на порядок ниже этого предельного значения плотности мощности. Таким образом для повышения эффективности и снижения продолжительности фототерапевтического воздействия актуальным является разработка источников света с параметрами близкими к предельно возможным, т.е. ограниченными гипертермией кожи, этот класс источников можно назвать источниками для предельно высокоинтенсивной фототерапии.

В настоящее время для фототерапии широко применяется излучение с длинами волн, лежащими в диапазонах 600-700 нм и 800-900 нм. Излучения в диапазоне 600-700 нм используется для лечения травм головного мозга, болезней Альцгеймера и Паркинсона, митохондриальной дисфункции, рассеянного склероза, рака молочной железы, рака полостирта, фоновых предраковых заболеваний шейки матки, пародонтита, эритемы, очаговой склеродермии, онихомикоза, для заживления ран, фотоомоложения, профилактики и лечения хронической обструктивной болезни легких (ХОБЛ), обезболивает, стимулирует заживление и предотвращает инфицирование ран и т.д. Излучение в диапазоне 700-800 нм применяется также для лечения травм головного мозга, болезни Альцгеймера и заживления ран, а кроме этого для лечения стеатогепатита, постгерпетической невралгии, заболеваний суставов, ДЦП, витилиго и т.д. Таким образом, для предельно высокоинтенсивной фототерапии перспективными могут быть источники света с длиной волны из представленных выше диапазонов, а именно 660 нм и 850 нм.

При разработке источников для предельно высокоинтенсивной фототерапии использованы светодиоды OSLON LH CP7P (660 нм, фирма Osram, Германия) и BXIR–85090AA (850 нм, фирма Bridgelux, США). Пространственное расположение светодиодов на плате и геометрия системы транспортировки излучения к биоткани были оптимизированы в программном пакете Trace Pro 7.0 (фирма Lambda Research Corporation, США). Полученные в результате оптимизации пространственные распределения излучения на длине волны 660 нм и 850 нм представлены на Рис.

Видно, что разработанные источники способны создавать на поверхности биоткани в пятне 6х8 мм световое распределение с интенсивностью 180±20 мВт/см² (660 нм, максимальная мощность 8.6±1.0 Вт) [3] и 170±20 мВт/см² (850 нм, максимальная мощность 8.2±1.0 Вт), что весьма близко к предельной величине интенсивности, ограниченной гипертермией кожи.

В эксперименте *in vitro* на модели мягкой ткани представляющий собой слой кожи (толщина 0.3 мм) и слой мяса курицы (толщина 9.7 мм) измерено пропускание этой модельной биоткани на длинах волн разработанных источников. Излучение обоих разработанных

источников весьма эффективно проникает вглубь ткани, при этом излучение с длиной волны 660 нм (T~10%) ослабляется сильнее чем излучение с длиной волны 850 нм (T~15%).



Рисунок. Распределения интенсивности света, создаваемые на поверхности биоткани источниками для предельно высокоинтенсивной фототерапии на длинах волн 660 нм (а) и 850 нм (б) (сплошная линия – X координата, пунктирная линия – Y координата)

На основании данного эксперимента можно заключить, что на глубине 10 мм в мягкой ткани плотность мощности излучения, создаваемая источником для предельно высокоинтенсивной терапии на длине волны 660 нм, будет достигать 18±2 мВт/см², а на длине волны 850 нм – 25±3 мВт/см², что может быть использовано для эффективной фототерапии болезни Альцгеймера, онихомикоза, рака груди и лечения ХОБЛ.

Результаты первых предклинических *in vivo* экспериментов показали высокую эффективность и безопасность разработанных источников света для фототерапии онихомикоза и подкожной фототермии.

Список литературы

1. Э.А Генина, Методы биофотоники: Фототерапия, 119, (2012)

2. Н.Н. Булгакова, И.А. Шугайлов, Инновационная стоматология, №1, 14-23, (2012)

3. А.В. Беликов, Ю.В. Семяшкина, М.А. Модин, Д.Р. Жубрёв, *Научно-технический* вестник информационных технологий, механики и оптики, **17**, №5, 782–789, (2017)

КОМПАКТНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ФАЗОВОЙ МИКРОСКОПИИ БИООБЪЕКТОВ

Мачихин А.С.*, **, Рамазанова А.Г.*, Польщикова О.В.*

* Национальный исследовательский университет «МЭИ», ** Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

Рассмотрена задача вычисления пространственного распределения фазовой задержки, вносимой оптически прозрачными микрообъектами. Для ее решения предложена схема съемного голографического модуля, устанавливаемого в тринокулярный микроскоп. В его основе лежит интерферометр общего пути, позволяющий за счет создания искусственного опорного волнового фронта получать интерферограммы, несущие информацию об амплитудно-фазовых свойствах исследуемого объекта. Собран макет прибора. На примере анализа эритроцитов человека продемонстрирована эффективность данного метода.

Оптически прозрачные объекты часто являются целью исследования в биологии и медицине. Трудность визуализации таких объектов состоит в том, что они практически не вносят искажений в распределение интенсивности прошедших через них световых волн, а изменяют только их фазу. Фазовая структура объектов содержит важную информацию, так как определяется пространственным распределением показателя преломления, который связан с плотностью, концентрацией и другими физическими и морфологическими параметрами [1]. Для получения изображений таких фазовых объектов используют интерференционные методы, чувствительные к локальному сдвигу фазы волны при ее прохождении через эти объекты и позволяющие проводить количественный анализ пространственного распределения фазовой задержки. Особый интерес представляют компактные схемы интерферометров общего пути, которые могут быть реализованы в виде съемных модулей для широко используемых световых микроскопов, дополняющих их возможностью проведения количественных фазовых исследований [2].

В настоящей работе представлена новая схема такого модуля, основанная на пространственной фильтрации излучения в двухкомпонентной оптической системе. Правильный выбор параметров компонента обеспечивает близкую по величине интенсивность обоих пучков после пространственного фильтра, что обеспечивает получение контрастных интерферограмм и является проблемой большинства существующих интерферометров общего пути. Макет такого устройства апробирован на примере анализа красных кровяных телец и демонстрирует высокую точность вычисления пространственного распределения их фазовой структуры.

Используя перед интерферометром перестраиваемый фильтр, можно регистрировать спектральные интерференционные изображения, обрабатывать их численными методами и получать спектральную зависимость фазовой задержки, внесенной образцом в световую волну [3]. Устройство на основе предлагаемого метода отличается компактностью, высоким спектральным разрешением, большим числом спектральных каналов, отсутствием подвижных элементов, простотой юстировки.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента МК-199.2017.8.

Список литературы

1. J. Mertz, Introduction to Optical Microscopy, (2010).

2. M. Mir, B. Bhaduri, R. Wang, R. Zhu, G. Popescu, Progress in Optics, 57, 133-217, (2012).

3. A. Machikhin, O. Polschikova, A. Ramazanova, V. Pozhar, *Journal of Optics*, **19**, № 075301, (2017).

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЗДОРОВЫХ ТКАНЕЙ И ОПУХОЛЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ЛОКАЛИЗАЦИЙ IN VIVO И IN VITRO

IN VIVO И IN VITRO Мусина Г.Р.^{*}, Черномырдин Н.В.^{*,**}, Малахов К.М.^{*}, Гавдуш А.А.^{*,**}, Бешплав Ш.Т.^{***}, Потапов А.А.^{***}, Тучин В.В.^{****,*****,*****}, Зайцев К.И.^{*,**}

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия **Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

***Научно-исследовательский институт нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко РАМН, Москва, Россия

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

*****Институт проблем точной механики и управления Российской академии наук, Саратов, Россия

*****Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

Предложен метод терагерцовой широкополосной диэлектрической спектроскопии биологических тканей *in vivo* и *in vitro* в целях медицинской диагностики. Представлены результаты терагерцовой импульсной спектроскопии диспластических и обычных невусов кожи *in vivo*, а также глиом головного мозга различных стадий *in vitro*.

В течение последних десятилетий наблюдалось значительное развитие в области терагерцовой (ТГц) науки и технологий. Методы ТГц спектроскопии и имиджинга применялись для решения задач физики конденсированного состояния, химической и фармацевтической промышленности, неразрушающего контроля и систем безопасности. Особое внимание привлекают биомедицинские приложения ТГц технологий для диагностики злокачественных образований тканей различных локализаций. Так была показана возможность неинвазивной диагностики тканей кожи [1, 2], минимально - инвазивной диагностики тканей гортани, печени, пищевода и кишечника [3], а также интраоперационной диагностики тканей груди [4]. Однако ряд задач ТГц диагностики остаётся мало изученным.

Так коллективом авторов настоящей работы предлагался метод ТГц широкополосной диэлектрической спектроскопии тканей кожи *in vivo* и было проведено исследование вариации показателя преломления и коэффициента поглощения кожи в ТГц диапазоне в зависимости от расположения на теле человека [5]. Также был разработан метод, основанный на данных ТГц импульсной спектроскопии *in vivo* для диагностики диспластических невусов кожи, являющихся нулевой стадией меланомы – опасного злокачественного образования кожи [1].

Другим актуальным направлением ТГц диагностики на сегодняшний день является разработка интраоперационных методов диагностики глиом головного мозга человека, а также дифференциация глиом различных стадий (WHO grade II, III, IV) методами ТГц импульсной спектроскопии. Первые исследования в этой области показывают значительный эндогенный контраст ТГц откликов глиом и здоровых тканей головного мозга человека [6]. В настоящей работе приводятся результаты восстановления ТГц показателя преломления и коэффициента поглощения глиобластомы и здоровой (интактной) области тканей головного мозга, фиксированных в желатине, а также впервые описаны диэлектрические свойства менингиомы – образования паутинной мозговой оболочки [7].

В качестве исследуемых образцов были выбраны здоровая (интактная) ткань, два образца глиомы головного мозга (WHO grade IV), а также образец менингиомы (WHO grade I). Следует отметить, что операции по удалению данных образований проходили в присутствии 5 - аминолевулиновой кислоты, которая вызывает накопление в патологических тканях протопорфирина IX, имеющего яркую флуоресценцию в ультрафиолетовом свете. В настоящей работе рассматривались два образца глиомы от одного пациента, на одном из которых во время операции наблюдалась флуоресценция протопорфирина IX, а на другом нет, однако были

заметны морфологические отличия от здоровых тканей. Сразу после операции ткани были зафиксированы в желатине, что позволило предотвратить их гидратацию/дегидратацию в течение перевозки и измерений, а значит получить ТГц отклики близкие к условиям in vivo [8]. Измерения проводились на лабораторном ТГц импульсном спектрометре, работающем по отраженному сигналу (см. Рис. 1). После измерения ТГц откликов образцы помещались в формалин и отправлялись на гистологическую экспертизу, которая подтвердила вышеописанные диагнозы.



Рис. 1. Схема измерения ТГц диэлектрических характеристик *in vitro* тканей головного мозга, фиксированных в желатине

Для дифференциации тканей были выбраны показатель преломления и коэффициент поглощения, являющиеся фундаментальными диэлектрическими характеристиками, определяемыми процессами взаимодействия ТГц излучения с тканью. Для восстановления данных характеристик был использован метод минимизации функционала ошибок, подробно описанный в работах [1, 5, 7]. На Рис. 2 представлены результаты ТГц диэлектрической спектроскопии образцов глиомы, интактной ткани, а также менингиомы головного мозга человека. В области от 0,2 до 0,5 ТГц можно видеть существенный контраст всех четырех классов рассматриваемых тканей, в том числе возможна дифференциация интактной ткани и глиомы, не флуоресцирующей в присутствии 5 - аминолевулиновой кислоты.



Рис. 2. Результаты ТГц спектроскопии *in vitro* тканей головного мозга - здоровой (инткатной) области, двух образцов глиомы (флуоресцирующих и не флуоресцирующих в присутствии 5-аминолевулиновой кислоты): (а) показатель преломления; (б) коэффициент поглощения

В настоящей работе представлен метод регистрации и восстановления диэлектрических характеристик биологических тканей *in vitro* в ТГц диапазоне частот. Получены кривые для показателя преломления и коэффициента поглощения здоровой (интактной) области, а также глиом и менингиомы головного мозга человека, фиксированных в желатине. Показанный существенный эндогенный контраст диэлектрических свойств интактных тканей мозга и глиом

демонстрирует перспективность разработки методов для интраоперационной нейродиагностики злокачественных образований мозга, с использованием ТГц импульсной спектроскопии.

Список литературы

1. K.I. Zaytsev, K.G. Kudrin, V.E. Karasik, I.V. Reshetov, S.O. Yurchenko, *Applied Physics Letters*, **106**, 053702, (2015).

2. R.M. Wooodward, V.P. Wallace, R.J. Pye, B.E. Cole, D.D. Arnone, E.H. Linfield, M. Peppern, *Journal of Investigative Dermatology* **120**, №1, 72-78, (2003).

3. C.B. Reid, A. Fitzgerald, G. Reese, R. Goldin, P. Tekkis, P.S. O'Kelly, E. Pickwell - MacPherson, A.P. Gibson, V.P. Wallace, *Physics in Medicine and Biology*, **56**, №14, 4333–4353, (2011).

4. A.J. Fitzgerald, V.P. Wallace, M. Jimenez - Linan, L. Bobrow, R.J. Pye, A.D. Purushotham, D.D. Arnone, *Radiology*, **239**, №2, 533–540, (2006).

5. K.I. Zaytsev, A.A. Gavdush, N.V. Chernomyrdin, S.O.Yurchenko, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, **5**, №5, 817–827, (2015).

6. K. Meng, T.-N. Chen, T. Chen, L.-G. Zhu, Q. Liu, Z. Li, F. Li, S.-C. Zhong, Z.-R. Li, H. Feng, J.-H. Zhao, *Journal of Biomedical Optics*, **19**, №7, 077001, (2014).

7. N.V. Chernomyrdin, et al. Proc. SPIE, 10716, 107160S, (2018).

8. S. Fan, B. Ung, E.P.J. Parrott, E. Pickwell - MacPherson, *Physics in Medicine and Biology*, **60**, №7, 2703–2713, (2015).

ОПТОТЕРМИЧЕСКИЕ ВОЛОКОННЫЕ КОНВЕРТЕРЫ ДЛЯ КОНТАКТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ХИРУРГИИ Беликов А.В., Скрипник А.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Обсуждаются строение, оптическая и теплофизическая модели, а также результаты *in vitro* применений углерод-, титан- и эрбийсодержащих оптотермических волоконных конвертеров, используемых для эффективного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в тепло при контактной лазерной хирургии.

Лазеры широко применяются в хирургии мягких тканей для иссечения и коагуляции. В контактной хирургии используются лазеры ближнего ИК диапазона, в том числе диодные лазеры, генерирующие на длине волны 980 нм. Излучение этих лазеров слабо поглощается мягкими тканями, что приводит к низкой эффективности лазерного вмешательства и обширному повреждению окружающих лазерный разрез тканей. Для повышения эффективности и безопасности лазерного вмешательства используются оптотермические волоконные конвертеры (ОТВК) лазерного излучения [1, 2], располагающиеся на дистальном торце оптического волокна, по которому осуществляется доставка лазерного излучения в зону воздействия. Конвертеры поглощают лазерное излучение, нагреваются до высоких температур [3] и эффективно испаряют и коагулируют биоткань при контакте с ней. Наибольшее распространение получили углеродсодержащие конвертеры, основной недостаток которых заключается в низкой устойчивости к лазерному нагреву, приводящему к разрушению конвертера в процессе хирургического вмешательства. Данная проблема может быть решена, как за счёт оптимизации параметров углеродсодержащих конвертеров, так и за счёт привлечения конвертеров, использующих в качестве поглощающих центров иные вещества.

В настоящей работе исследуются углерод-, титан- и эрбийсодержащие оптотермические волоконные конвертеры для хирургии мягких тканей излучением диодного 980 нм лазера.

Лазерное излучение с длиной волны 980±10 нм передавалось по кварц-кварцевому оптическому волокну. Диаметр световедущей жилы оптического волокна составлял 400±5 мкм. Средняя мощность излучения на выходе кварц-кварцевого волокна достигала 4.0 Вт. Лазерное излучение представляло собой последовательность лазерных импульсов с длительностью 400 мкс, следующих друг за другом с частотой 2 кГц. Пауза в 100 мкс между лазерными импульсами была необходима для регистрации остаточного (после лазерного импульса) нагрева в зоне взаимодействия ОТВК и биоткани с высоким отношение сигнал/шум. Лазерная установка имела встроенный ИК-датчик. Оптотермический волоконный конвертер, находящийся на дистальном торце оптического волокна, нагревается под действием лазерного излучения, доставляемого к конвертеру по оптическому волокну. ИК-датчик измеряет интенсивность теплового излучения, возникающего в результате нагрева ОТВК лазерным излучением, Тепловое излучение распространяется от конвертера по доставляющему лазерное излучение волокну в противоположном к распространению лазерного излучения направлении. На входе в оптическое волокно тепловое излучение отделяется от лазерного спектроделителем, регистрируется ИК-датчиком, поступает на аналого-цифровой преобразователь и далее в соответствии с калибровочной кривой соотносится с температурой.

Диаметр углеродсодержащего конвертера составлял 680±20 мкм, а его длина — 340±20 мкм. Диаметр титансодержащего конвертера составлял 780±20 мкм, а его длина — 700±20 мкм. Диаметр эрбийсодержащего конвертера составлял 890±20 мкм, а его длина — 820±20 мкм. Структурная, оптическая и теплофизическая модели конвертеров создавались на основе оптомикроскопического исследования шлифов конвертеров. Внешний вид шлифов ОТВК представлен на Рис.

В программных пакетах "TracePro" ("Lambda Research Corporation"; США) и "COMSOL Multiphysics" ("COMSOL Inc."; США) были рассчитаны распределение излучения с длиной волны 980 нм и динамика нагрева ОТВК соответственно. Показано, что температура на поверхности ОТВК, рассчитанная в рамках разработанной теплофизической модели,

удовлетворительно коррелирует с температурой, измеренной экспериментально, что подтверждает адекватность созданной модели реальному объекту.



Рисунок. Продольный шлиф углерод- (а), титан- (б) и эрбийсодержащего (в) ОТВК

Изучена динамика внешнего вида и температуры ОТВК в процессе иссечения мягкой биоткани. В экспериментах *in vitro* на мягкой биоткани (мясо курицы) определены размеры зон иссечения и коагуляции, формируемых при воздействии различных типов конвертеров, при средней мощности излучения 980 нм диодного лазера 0.3–4.0 Вт и скорости перемещения конвертера вдоль поверхности мягкой ткани 1–6 мм/с. Определена эффективность разрушения (иссечения) мягкой биоткани *in vitro* с помощью углерод-, титан- и эрбийсодержащих конвертеров.

Показано, что использование конвертеров всех трёх типов приводит к иссечению биоткани излучением 980 нм диодного лазера при средних мощностях 1.0–4.0 Вт, в то время как воздействие без конвертера при этих же мощностях не приводит к иссечению биоткани.

На основе оптических и гистологических исследований установлено, что при средней мощности лазерного излучения 0.3 Вт для всех типов конвертеров деструкции мягкой ткани не наблюдается. При средней мощности 1.0 Вт наибольшая эффективность иссечения демонстрируется использованием эрбийсодержащего конвертера, при 4.0 Вт с титансодержащего конвертера. Повышение средней мощности лазерного излучения с 1.0 Вт до 4.0 Вт приводит к снижению эффективности иссечения мягкой ткани для всех трёх типов ОТВК.

Список литературы

1. R.M. Verdaasdonk, T.G.J.M. van Leeuwen, G.H.M. Gijsbers, R.L.H. Sprangers, M.J.C. van Gemert, C. Borst, *J Intervent Cardiol*, **3**, № 4, 243–253, (1990).

2. W. Liu, Y. Kong, X. Shi, X. Dong, H. Wang, J. Zhao, Y. Li, *Comput Ass Surg*, 22, № 1, 251–257, (2017).

3. A.V. Belikov, A.V. Skrypnik, V.Y. Kurnyshev, K.V. Shatilova, *Quantum Electron*, **46**, № 6, 534–542, (2016).

ВОЛОКОННЫЙ ОПТОЭЛЕКТРОННЫЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ С КОМПЕНСАЦИОННЫМ КАНАЛОМ

Чукарева М.М., Славкин И.Е., Царев П.С., Бадеева Е.А.

Пензенский государственный университет, Пенза, Россия

Предлагается совмещение в пространстве единого волоконного оптоэлектронного датчика давления медицинского назначения двух блоков волоконно-оптического и оптоэлектронного, с целью создания высокоточного средства измерения с улучшенными метрологическими характеристиками.

В последние годы актуально применение волоконно-оптических датчиков (ВОД) в медицине в виду их высокой точности, сравнительно простой конструкции, малых массогабаритных параметров [1]. Недостатком ВОД является низкая чувствительность преобразования, поэтому авторы статьи решают совместить в едином устройстве достоинства ВОД и оптоэлектронных датчиков (ОЭД) [2] (Рис. 1).



 1-Мембрана; 2- Аттенюатор; 3-Несущая деталь мембранного блока; 4- Источник излучения (светодиод); 5-Подводящее оптическое волокно рабочего канала; 6- Подводящее оптическое волокно рабочего канала; 7-Отводящее оптическое волокно рабочего канала; 8- Отводящее оптическое волокно компенсационного канала; 9-Приемник излучения рабочего канала (фотодиод); 10- Приемник излучения компенсационного канала (фотодиод); 11-Несущая деталь электронного блока; 12- Электронная печатная плата; 13- Розетка типа СНЦ; 14- Штифт; 15-Корпус с элементом крепления на исследуемом объекте, 16- Установочный штифт

Рис. 1. Упрощенная конструктивная схема ВОЭДД с компенсационным каналом

В качестве чувствительного элемента в разрабатываемом датчике выбрана плоская мембрана с жестким центром 1, которая обладает наиболее подходящими характеристиками: простой конструкцией, возможностью получения зеркальной отражающей поверхности, способностью восстанавливать первоначальное состояние после снятия деформации, наиболее приемлема для измерения давления жидких и газообразных сред.

В центре мембраны 1 с помощью импульсной сварки жестко закреплен предельный аттенюатор с круглым отверстием 2 [3]. В несущей детали мембранного блока 3 крепятся подводящие оптические волокна (ПОВ) рабочего канала 5 и компенсационного канала 6, а также отводящие оптические волокна (ООВ) рабочего канала 7 и компенсационного канала 8. Несущая деталь мембранного блока 3 жестко соединена с несущей деталью электронного блока 11, например, с помощью сварки. В несущей детали электронного блока 11 расположены один источник излучения (ИИ) 4 и два приемника излучения (ПИ) 9 и 10 рабочего и компенсационного каналов соответственно, а также электронная печатная плата с расположенными на ней масштабирующим контуром, масштабирующими преобразователями, сумматором, реализованные на прецизионных операционных усилителях. Следующее звено - фазовый детектор. Детектор построен на дифференциальном усилителе, входящем в микросхему, к

выходу которого подключены два транзистора, осуществляющие функции повторителя и преобразователя уровня. На один вход усилителя поступает исследуемый сигнал, на вход управления - опорный сигнал. Амплитудная характеристика детектора линейна при амплитудах входного сигнала до 50 мВ. Частотный диапазон работы от единиц герц до мегагерц.

Выводы ИИ и ПИ подпаиваются к контактам розетки 13 типа СНЦ 13-10/10Р-11-В. При этом для соблюдения соосности при стыковке блоков и недопущения возникновения погрешности на тракте «ИИ-ПОВ-ООВ-ПИ» предусмотрена посадка на штифт 16. Оба блока, в свою очередь, с помощью сварки или резьбового соединения крепятся в корпусе 15. Выступающие части корпуса 15 необходимы для крепления ВОЭДД на исследуемом объекте, при необходимости возможно изготовление датчика со штуцером, что будет являться в свою очередь еще одним вариантом крепления.

Рассмотрим упрощенную структурную схему ВОЭДД, включающего два измерительных канала: рабочий и компенсационный (рис. 2).



ИИ-источник излучения, ПОВ1,ПОВ2- подводящие оптические волокна, Ат – Аттенюатор, ЦЧ- центральная часть мембраны, ПЧ-периферийная часть мембраны; ООВ1,ООВ2 – отводящие оптические волокна, ПИк-компенсационный приемник излучения, ПИр- рабочий приемник излучения, МП1,МП2- масштабирующие преобразователи, ФЦ- фазосдвигающая цепь, МК- масштабирующий контур, ∑-сумматор, ФД- фазовый детектор, БПИ- блок преобразования информации

Рис. 2. Упрощенная структурная схема ВОЭДД с компенсационным каналом

Световой поток от ИИ по ПОВ1 рабочего канала подается в зону измерения. Измеряемое давление, действуя на плоскую мембрану, прогибает ее центральную часть и смещает жестко на ней закрепленный аттенюатор (пластина с круглым отверстием), а периферийная часть мембраны у защемления остается неподвижной. При перемещении аттенюатора вдоль продольной оси ВОЭДД изменяется интенсивность светового потока, поступающего от ИИ по ПОВ1 через отверстие в аттенюаторе по ООВ1 на ПИр рабочего канала [4].

Другая часть светового потока от этого же ИИ по ПОВ2 компенсационного канала подается на зеркальную поверхность периферийной части плоской мембраны, где воздействие давления очень мало и принимается равным X_0 =const. Далее световой поток поступает на ООВ1 компенсационного канала. По ООВ1 и ООВ2 световые потоки направляются на ПИ рабочего и компенсационного каналов, электрические сигналы с выхода которых поступают на масштабирующие преобразователи (МП) МП1 и МП2 соответственно. В свою очередь сигнал компенсационного канала с МП2 направляется на фазосдвигающую цепь (ФЦ). За счет разнополярного питания ПИ рабочего и компенсационного каналов сдвинуты относительно друг друга на угол 180°. Путем подбора элементов ФЦ создается сдвиг фаз 90⁰ < φ_0 < 180⁰.

Далее сигналы с рабочего и компенсационного каналов поступают на сумматор ∑, где происходит их геометрическое суммирование. После чего сигналы с сумматора и с ФЦ компенсационного канала поступают на блок фазового детектора (ФД), откуда направляются на блок преобразования информации (БПИ).

Разработанный ВОЭДД с компенсационным каналом удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к изделиям медицинского назначения и обладает рядом преимуществ: высокие надежность работы и чувствительность преобразования, малые массо-габаритные параметры. Данный датчик может применяться не только в медицине, но и в других отраслях науки и производства.

В рамках Госзадания 8.11785.2018/11.12 разработана конструкция мембранного блока, определены оптимальные условия расположения рабочего и компенсационного канала. При финансовой поддержке РФФИ в форме гранта № 18-38-00196 разработана конструкция электронного блока, проведены исследования по выбору электронной компонентной части.

Список литературы

1. Волоконно-оптический датчик с концентратором для измерения гидростатического давления спинномозговой жидкости /М.М.Савочкина, Е.А. Шачнева, Е.А. Бадеева, Т.И. Мурашкина//Сборник трудов IX-ой Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики ФПО-2016» (Санкт-Петербург, 2016 г.) /Под ред. проф. В.Г.Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб: Университет ИТМО, 2016.–717 с.– С. 513-515.

2. Обоснование возможности амплитудно-фазового преобразования сигналов в волоконнооптических датчиках давления/ Чукарева М.М., Бадеева Е.А., Мотин А.В., Славкин И.Е., Мурашкина Т.И., Истомина Т.В., Истомин В.В.// Ежемесячный научно-технический, производственный и справочный журнал «Приборы» 2017, №11(209), 55стр., стр.11-15.

3. Измерительная установка для проверки механической преобразующей системы волоконно-оптического датчика давления/ М. М. Савочкина, Д.М. Голев, Д.В. Митин//Научно информационный журнал «Модели, системы, сети в экономике, технике, природе и обществе» 2014. № 2 (10) Стр. 140-145.

4. Intellectual measuring system based of fiber optic sensors/ T.I. Murashkina, T.V. Istomina, I.E. Slavkin, M.M. Chukareva, E.A. Badeeva, A.V. Motin// *Information Innovative Technologies: Materials of the International scientific – practical conference.* /Ed. Uvaysov S. U., Ivanov I.A. – M.: Association of graduates and employees of AFEA named after prof. Zhukovsky, 2018, 652 p. p.459-465.

ВЫНУЖДЕННОЕ НИЗКОЧАСТОТНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В ВИРУСАХ РАСТЕНИЙ

Земсков К.И.*, Кудрявцева А.Д.*, Миронова Т.В.*, Савичев В.И.*,**, Строков М.А.*, Чернега Н.В.*,**, Шевченко М.А.*

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия **МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние света (BHKP) зарегистрировано в различных вирусах растений в воде и буфере. Частотные сдвиги ВНКР измерены с помощью интерферометров Фабри-Перо. Высокая эффективность ВНКР свидетельствует об эффективном возбуждении гигагерцовых колебаний в вирусах.

Биологические наночастицы в настоящее время являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Одним из наиболее эффективных способов идентификации вирусов и воздействия на их систему (как и на любую биологическую систему) является возбуждение колебательных мод резонансным воздействием. Собственные частоты колебаний вирусов лежат в гигагерцовом диапазоне, поэтому для резонансного возбуждения может использоваться электромагнитное излучение микроволнового диапазона, гиперзвуковое или импульсное оптическое электромагнитное излучение. Первые два подхода трудно реализовать для биологических систем из-за сильного поглощения СВЧ-излучения водой, содержащейся во всех биосистемах, и очень короткой протяженности распространения гиперзвука, которая в рассматриваемых системах составляет порядка нескольких сотен нанометров. Использование импульсного электромагнитного излучения оптического диапазона позволяет обеспечить максимально возможную глубину проникновения в исследуемую систему и оказать на нее самое эффективное влияние. Одним из наиболее перспективных подходов является использование вынужденного аналога низкочастотного комбинационного рассеяния (НКР) [2] - вынужденного низкочастотного комбинационного рассеяния (ВНКР) [3]. НКР неупругое рассеяние света локализованными акустическими колебаниями наночастиц. Этот тип рассеяния проявляется в появлении в спектре рассеянного света дополнительных спектральных компонент с частотными сдвигами, соответствующими собственным частотам колебаний наночастиц, лежащим в гигагерцевом или терагерцовом диапазоне. Каждая наночастица имеет набор собственных акустических частот, которые определяются ее материалом, формой, размером и упругими свойствами наночастиц. Для частиц простой формы (сферических и цилиндрических) можно вычислить собственные частоты колебаний наночастиц с помощью теории Лэмба.

ВНКР наблюдалось в разных материалах: в высокоупорядоченных образцах, таких как опаловые матрицы и нанокомпозиты на их основе, в наноструктурированных тонких пленках и неупорядоченных материалах, таких как суспензии наночастиц (металлических, полупроводниковых и диэлектрических) [4]. Из-за малых значений частотных сдвигов ВНКР для его эффективного возбуждения необходимо использовать лазерный источник с узкой спектральной линией. Другим важным фактором, влияющим на эффективность возбуждения ВНКР, является монодисперсность исследуемых систем.

Вирусы цилиндрической или сфероидальной формы с колебаниями на собственных частотах являются хорошим примером высокомонодисперсной системы наночастиц. Возможность управлять сдвигом частоты в диапазоне гига (терагерц) и высокая эффективность преобразования делает ВНКР не только эффективным источником бигармонической накачки для задач спектроскопии наноразмерных и субмикронных систем, но и позволяет использовать это явление для мощного резонансного воздействия на такие системы.

В данной работе реализовано ВНКР в следующих вирусах растений: в вирусе табачной мозаики (ВТМ), двух типах вируса мозаики картофеля (АВК и ХВК) и вирусе мозаики цветной капусты (ВМЦК). Вирусы исследовались в виде суспензии в воде или в буфере Tris-HCl pH7.5 $(C_4H_{12}ClNO_3).$

Типичные изображения образцов вирусов табачной мозаики и вирусов мозаики цветной капусты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, показаны на Рис. 1.



Рис. 1. Вирусы ВТМ (а) и ВМЦК (б) в буфере Tris-HCl. Изображение получено с помощью просвечивающей электронной микроскопии

б)

Вирус табачной мозаики (ВТМ) имеет диаметр 18 нм и длину 300 нм; он состоит из 2130 идентичных белковых элементов, расположенных спирально вокруг жесткой трубки. Вирусная РНК располагается между белковыми витками. Вирусы картофеля тоньше и длиннее, чем ВТМ и менее жесткие. Вирусы мозаики цветной капусты имеют форму икосаэдра. Концентрация вирионов в исследуемом образце составляла 50 мкг/мл, количество частиц в образце анализировалось с помощью анализа «Nanoparticle tracking (NTA)» и составило 0.5 x 10¹² частиц/см³.

ВНКР возбуждалось импульсами рубинового лазера ($\lambda = 694.3$ нм, $\tau = 20$ нс, $E_{max} = 0.3$ Дж, $\Delta v = 0.015$ см⁻¹, расходимость $3.5 \cdot 10^{-4}$ рад). Лазерный свет фокусировался в центре кварцевой кюветы с образцом толщиной 1см линзой с фокусным расстоянием 5 см. Спектры ВНКР были зарегистрированы с помощью интерферометров Фабри-Перо с различными базами (и, соответственно, с различным областями дисперсии). Для сравнения в качестве эталонного образца использовали ту же кварцевую кювету, заполненную только буфером Tris-HCl pH7.5 или водой.

Спектры света, рассеянного суспензией вирусов, регистрировались одновременно в прямом и обратном направлениях. При небольшой интенсивности волны накачки регистрировалась только одна система колец, соответствующая частоте возбуждающего излучения. При интенсивности, превышающей определенный порог, в спектре появились дополнительные линии как в прямом, так и в обратном направлении, которые соответствовали компонентам ВНКР.

Типичные интерферограммы различных вирусов приведены на Рис. 2. Область дисперсии для спектров b и с 2.5 см⁻¹ (75 ГГц), для спектров d и е 1.25 см⁻¹ (37.5 ГГц), для спектра f 0.833 см⁻¹ (25 ГГц).



Рис. 2. Спектры ВНКР: b – ВТМ в буфере, с – ВМЦК в буфере, d – АВК в воде, е – ХВК в буфере, f – ВМЦК в буфере

Необходимо отметить, что при тех же условиях ВНКР в кювете, заполненной только буфером Tris-HCl pH 7.5, не наблюдалось.

Ширина линии ВНКР и расходимость рассеянного излучения близки к соответствующим величинам возбуждающего излучения. Коэффициенты преобразования возбуждающего

излучения в рассеянное (η), пороги возбуждения ВНКР (P), частотные сдвиги компоненты ВНКР (Δv), размеры вирусов (D – диаметр, L – длина) и область дисперсии приведены в Таблице.

Вид вируса	η%	Р ГВт/см ²	$\Delta v \Gamma \Gamma$ ц	DxL hm	Обл. дисперсии см ⁻¹
BTM	5	0.07	60	18x300	2.50
BTM	5	0.07	9, 13.5	18x300	0.714
АВК	10	0.03	9, 18	15x730	1.25
ХВК	10	0.035	6, 12	13.5x715	1.00
ВМЦК	20	0.10	58	35	2.5
ВМЦК	20	0.10	6	35	0.833

Таблица. Характеристики ВНКР в вирусах

Для вирусов простой формы можно оценить собственные частоты колебаний. Для вируса табачной мозаики, который является жестким цилиндром, частота радиальной дышащей моды спонтанного НКР рассчитывалась в [5]. Согласно этим расчетам, она равна 2,1 см⁻¹ (63 ГГц), что близко к нашему экспериментальному значению 60 ГГц. Основная сложность вычисления собственных частот биологических нанообъектов заключается в отсутствии точных значений их акустических характеристик (например, скорости звука). Обычно для расчетов используется скорость звука для основных белков, составляющих вирус. Что касается картофельных вирусов, то они гораздо более гибкие, чем вирусы табачной мозаики, поэтому их вибрации сложно рассчитать. Вирус мозаики цветной капусты имеет форму икосаэдра, близкую к сферической. Теоретические оценки его собственной частоты дают величину 52 ГГц, т.е. того же порядка, что и наше экспериментальное значение 58 ГГц.

Анализ спектров ВНКР в биологических структурах, как и в любой системе наночастиц, может дать очень важную информацию об их механических свойствах и может быть использован для их идентификации. Любая спектральная составляющая ВНКР соответствует колебательной моде вируса. Знание этой величины очень важно для реализации резонансного воздействия на вирус вплоть до его разрушения. Это важное применение может быть реализовано в случае точного совпадения частоты внешнего воздействия с собственной частотой колебаний вируса. Перспективным способом эффективной реализации эффекта является бигармоническая накачка - электромагнитное излучение, содержащее две спектральные компоненты, разделенные частотой, соответствующей собственной частоте колебаний вируса. ВНКР может быть эффективным способом создания бигармонической накачки. В рассеянном излучении присутствует две волны с близкими длинами волн и интенсивностями, а частотный сдвиг совпадает с собственной частотой колебаний вируса.

Список литературы

1. K. Tsen, E. Dykeman, O. Sankey et al, *Virology Journal.*, **3**, 79, (2006).

2. E. Duval, A. Bukenter, B. Champagnon, Phys. Rev. Lett., 56, 2052-2055, (1986).

3. N. V. Tcherniega, M. I. Samoylovich, A. D. Kudryavtseva et al, *Optics Letters*, **35**, 300-302 (2010).

4. Kudryavtseva, N. Tcherniega, M. Samoylovich, A. Shevchuk, *International Journal of Thermophysics.*, **33**, 2194-2202, (2012).

5. Balandin, V. Fonoberov, Journal of Biomedical Nanotechnology., 1, 90-95, (2005).

РАЗРУШЕНИЕ ХРУСТАЛИКА ГЛАЗА ЧЕЛОВЕКА *IN VITRO* ПОД ДЕЙСТВИЕМ МИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВОМ СТЕКЛЕ

Беликов А.В., Смирнов С.Н.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе обсуждаются зависимости эффективности лазерного разрушения катарактального хрусталика в жидкости от энергии импульса, количества импульсов, доставленных в одну точку, от положения торца оптического волокна относительно поверхности хрусталика, а также от степени созревания катаракты.

Лазерная экстракция катаракты (ЛЭК) является одной из современных малоинвазивных технологий микрохирургии глаза. Технология основана на фрагментации поражённого катарактой хрусталика в передней камере глаза под действием доставленных через оптическое волокно импульсов лазерного излучения. Длина волны лазерного излучения попадает в область локального пика поглощения воды – основного хромофора хрусталика в ИК области спектра. Достоинством ЛЭК является возможность полного разрушения катарактальных хрусталиков любой плотности с высокой производительностью и без повреждения близлежащих биотканей при использовании только энергии лазерного излучения [1]. В отличие от иных современных методов хирургии катаракты, при ЛЭК отсутствует необходимость предварительного размягчения хрусталика и не требуется применение ультразвуковых факоэмульсификаторов.

В связи с современными тенденциями в области проектирования медицинского оборудования возникает необходимость создания новых мобильных, малогабаритных и энергетически эффективных систем. Таким образом, дальнейшее развитие технологии ЛЭК может быть связано с внедрением нового компактного лазера с диодной накачкой. С точки зрения реализации диодной накачки перспективным для ЛЭК является лазер на иттербий-эрбиевом стекле с длиной волны генерации $\lambda = 1.54$ мкм [2], которая попадет в область локального пика поглощения воды. Однако коэффициент поглощения воды на длине волны 1.54 мкм ($\mu_a \approx 12$ см⁻ ¹ [3]) более, чем в 2 раза, меньше, чем на длине волны $\lambda = 1.44$ мкм успешно применяемого в настоящее время для ЛЭК Nd:YAG лазера с ламповой накачкой ($\mu_a \approx 29 \text{ см}^{-1}$ [3]). Возможным путём компенсации меньшей объемной плотности поглощенной энергии и сохранения производительности разрушения хрусталика является увеличение скорости энерговклада и усиление мощности возникающих при лазерном воздействии на жидкость (воду), окружающую хрусталик, гидроакустических эффектов за счёт сокращения длительности импульса до единиц микросекунд. Поскольку микросекундный диапазон длительностей импульсов излучения лазера на иттербий-эрбиевом стекле практически не применяется в биомедицинских технологиях, необходимо исследование взаимодействие такого излучения с биотканью катарактального хрусталика.

В настоящей работе исследовались зависимости объёма удалённой ткани хрусталика глаза человека при лазерном воздействии в жидкости (воде) от энергии в импульсе, от количества лазерных импульсов, доставленных в одну точку, от положения торца оптического волокна, доставляющего лазерное излучение в зону обработки, относительно поверхности хрусталика, а также от степени созревания катаракты. Длительность импульсов лазерного излучения составляла 2-3 мкс. Импульсы имели "лидирующий" пичок, пиковая мощность которого в 3-4 раза превышала пиковую мощность следующих за ним 2-3х пичков. При энергии в импульсе 100 мДж пиковая мощность "лидирующего" пичка составляла ~150 кВт. При изменении энергии с помощью френелевского ослабителя временная структура импульса сохранялась.

Было установлено, что при воздействии N = 100 импульсов лазерного излучения, при расстоянии h = 0.5 мм между поверхностью хрусталика и торцом оптического волокна с диаметром сердцевины 470 ± 10 мкм порог разрушения хрусталиков IV-V степени катаракты в жидкости составляет $E_{thr} = 60 \pm 1$ мДж, что соответствует плотности энергии на поверхности хрусталика 11.6 ± 0.3 Дж/см².

При воздействии на хрусталик N = 300 импульсов лазерного излучения объём кратера, формируемого в хрусталике с V степенью катаракты, нелинейно возрастает с увеличением

энергии в импульсе (Рис. 1). При h = 0.5 мм максимальный прирост эффективности удаления наблюдался при изменении энергии в импульсе от 90 до 100 мДж и составлял порядка 0.03 мм³/мДж.







Рис. 2. Зависимость объёма кратера (V), сформированного в катарактальном хрусталике глаза человека, от расстояния (h) между торцом оптического волокна и поверхностью хрусталика при различных значениях энергии в импульсе (E)

Максимальный удалённый объём ткани хрусталика был зарегистрирован при h = 0.5 мм и энергии в импульсе E = 100 мДж (Рис. 2), что может быть связано с оптимальным вкладом в разрушение как лазерного, так и гидроакустического эффектов. Гидроакустический эффект проявляется в генерации акустических волн в фазе коллапса лазерно-индуцированной парогазовой полости в окружающей хрусталик жидкости (воде) [4].

Максимальная эффективность разрушения хрусталика глаза человека (удалённый объём, отнесённый к затраченной энергии) наблюдалась для первых ста импульсов излучения (Рис. 3).



Рис. 3. Зависимости объёма кратера (V) и эффективности удаления хрусталика глаза человека (*RE*) от количества лазерных импульсов (*N*)

Рост эффективности может быть связан с увеличением размеров области с нарушением целостности слоёв хрусталика, а последующий спад – с ослаблением лазерного излучения ввиду поглощения в жидкости при отдалении дна кратера от дистального торца оптического волокна, а также уменьшением плотности энергии излучения за счёт расходимости излучения.

С увеличением степени катаракты было отмечено снижение эффективности разрушения хрусталика (Рис. 4). Данный эффект может быть связан с увеличением их твёрдости, приводящим к повышению порога механического разрушения и ослаблению вклада гидроакустических эффектов, а также с ростом рассеяния, ослабляющего вклад лазерного излучения.

При *in vitro* воздействии в жидкости (воде) пакетами из двух импульсов с общей энергией 160 ± 10 мДж и паузой между импульсами 1 мс, при частоте следования пакетов 12 Гц (эффективная частота повторения импульсов 24 Гц) удалось полностью разрушить хрусталик IV степени катаракты на фрагменты размером менее 1 мм за 2.5 минуты, что удовлетворяет современным требованиям по скорости проведения операции.



Рис. 4. Зависимость объёма кратера (*V*), сформированного в катарактальном хрусталике глаза человека *in vitro* при воздействии *N* = 100 микросекундных импульсов лазера на иттербий-эрбиевом стекле с энергией *E* = 100 мДж, *h* = 0.5 мм, от степени созревания катаракты (*CD*)

Список литературы

1. В.Г. Копаева, Ю.В. Андреев, *Лазерная экстракция катаракты.* – М.: Офтальмология, 2011. 262 с.

2. А.В. Беликов, С.В. Гагарский, А.Б. Губин, С.Я. Вайнер, А.Н. Сергеев, С.Н. Смирнов, *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики.* **15**, № 6, 1021-1029, (2015).

3. G.M. Hale, M.R. Querr, Appl. Opt. 12, No 3, 555-563, (1973).

4. А.В. Беликов, С.В. Гагарский, А.Н. Сергеев, С.Н. Смирнов, *Изв.* вузов. Приборостроение. **60**, № 4, 367-374, (2017).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

МОДЕЛЬ ОСТЫВАНИЯ И ЭФФЕКТ НАКОПЛЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ НАНО-И ФЕМТОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ОБЕЗВОЖЕННУЮ КОСТНУЮ ТКАНЬ Шамова А.А., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Предложена модель остывания, качественно описывающая пространственное распределение накопленного тепла на поверхности твердой биоткани при наносекундном и фемтосекундном высокочастотном многоимпульсном лазерном воздействии. Определен вклад изменения оптических характеристик биоткани в зависимость остаточной температуры от частоты следования импульсов.

Актуальной задачей современной лазерной хирургии твёрдых тканей является разработка методов управляемого лазерного воздействия на биологические ткани, позволяющих достигать необходимый результат хирургического вмешательства с минимальными повреждениями областей, расположенных вокруг зоны обработки, путем изменения параметров излучения лазера во время операции. При этом скорость лазерной обработки должна быть сравнима либо выше скорости обработки механическими хирургическими инструментами, что требует использования режимов высокочастотного многоимпульсного воздействия. Наиболее перспективными в этом направлении являются лазеры, генерирующие импульсы, как с короткой, так и ультракороткой длительностью и имеющие килогерцовую частоту следования импульсов [1-7]. В этом случае лазерное воздействие может привести к остаточному нагреву, вклад которого может существенно возрасти при увеличении частоты следования лазерных импульсов, что может стать причиной возникновения нежелательных эффектов, например, карбонизации твердой биологической ткани вокруг области обработки. Кроме того, вследствие физико-химических процессов, инициируемых в твердой биологической ткани лазерным излучением, могут происходить изменения её оптических и теплофизических характеристик. Поэтому создание достоверной и адекватной физико-математической модели остывания поверхности твердой биологической ткани после облучения серией лазерных импульсов может способствовать упрощению поиска оптимальных параметров лазерных излучателей, требуемых для проведения эффективных хирургических операций.

В настоящей работе проведено исследование процессов накопления тепла в твердой биологической ткани при высокочастотном многоимпульсном лазерном воздействии в наносекундном и фемтосекундном временных диапазонах.

В работе рассматривается взаимодействие лазерного излучения с костной тканью. Вследствие сложной структуры и многокомпонентного состава костной ткани при воздействии лазерного излучения в ней протекают различные физико-химические процессы при разных температурах. В этом случае взаимодействие лазерного излучения с биологической тканью существенно усложняется. С целью упрощения анализа тепловых процессов, позволяющего выявить основные факторы, определяющие остаточный нагрев и являющиеся причиной карбонизации при наносекундном и фемтосекундном высокочастотном многоимпульсном воздействии лазерного излучения на твердую биологическую ткань, в качестве объекта исследования используется обезвоженная (сухая) кость. При этом костная ткань рассматривается как квазиоднородная среда с усредненными значениями теплофизических и оптических характеристик.

При разработке модели остывания используется предположение о том, что при наносекундном и фемтосекундном лазерном воздействии на твердую биологическую ткань стадия остывания является более длительной, чем стадия нагрева [8]. Поэтому именно стадия остывания определяет процесс теплового последействия в обоих случаях. Тогда становится возможным использовать одинаковый подход для качественного анализа остаточного нагрева обезвоженной костной ткани при действии на неё наносекундных и фемтосекундных лазерных импульсов в режимах многоимпульсного облучения.

При проведении качественной оценки пространственного распределения накопленного тепла на поверхности сухой твердой биологической ткани при действии на неё наносекундных и фемтосекундных лазерных импульсов в зависимости от частоты их следования использовано представление о максимальной температуре её поверхности перед началом остывания, обусловленной поглощённой в импульсе энергией.

Проведено сравнение полученных результатов с данными экспериментальных исследований, выполненных авторами работы по облучению сухой кости наносекундными лазерными импульсами, а также с экспериментальными данными по фемтосекундной лазерной обработке сухой кости, представленными в работе [7]. Получено хорошее согласие экспериментальных данных с результатами моделирования в диапазоне частот следования лазерных импульсов 1 – 22 кГц при скачкообразном увеличении значений оптических параметров обезвоженной костной ткани (коэффициента поглощения и поглощательной способности) при достижении температуры карбонизации.

Данные, полученные при моделировании, могут быть положены в основу создания лазерных систем с обратными связями, необходимых для проведения точных и безопасных хирургических операций на твердых биологических тканях.

Список литературы

1. J.F. Ilgner, M.M. Wehner, J. Lorenzen, M. Bovi, M. Westhofen, *Journal of Biomedical Optics*, **11**, No1, 014004-1-014004-7, (2006).

2. M. Ivanenko, M. Werne, S. Afilal, M. Klasing, P. Hering, *Medical Laser Application*, **20**, №1, 13-23, (2005).

3. H.W. Kang, H. Lee, S. Chen, A.J. Welch, *IEEE journal of quantum electronics*, **42**, №7, 633-642, (2006).

4. D.C. Jeong, P.S. Tsai, D. Kleinfeld, *Current opinion in neurobiology*, 22, №1, 24-33, (2012).

5. J. Serbin, T. Bauer, C. Fallnich, A. Kasenbacher, W.H. Arnold, *Applied Surface Science*, **197**, 737-740, (2002).

6. A. Vogel, J. Noack, G. Huttman, G. Paltauf, Applied Physics B, 81, №8, 1015-1047, (2005).

7. R.K. Gill, Z.J. Smith, C. Lee, S. Wachsmann-Hogiu, *Journal of biophotonics*, **9**, №1-2, 171-180, (2016).

8. В.П. Вейко, Е.А. Шахно, Е.Б. Яковлев, Квантовая электроника, 44, №4, 322-324 (2014).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОГО МОНИТОРИНГА ПРОЦЕССОВ НЕКРОЗА КЛЕТОК ЛИНИИ HeLa

Салова А.В., Белашов А.В.*,**, Жихорева А.А.*,**, Беляева Т.Н., Корнилова

Е.С., Семенова И.В.*, Васютинский О.С.*

Институт Цитологии РАН, Санкт-Петербург, Россия * Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** TH and A the late Control Decome Decome Decome

** ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты мониторинга некроза живых клеток линии HeLa, а также исследования динамики данного процесса. Было показано, что клетки в нормальном состоянии обладают существенно большей величиной среднего фазового набега и сухой массы.

На сегодняшний день одними из основных методов исследования внутриклеточных типы флуоресцентной микроскопии и процессов являются различные проточной цитофлуорометрии. Оба данных подхода основаны на специфическом окрашивании определенных клеточных структур с помощью специальных люминисцирующих молекул флуорофоров. Сигнал флуоресценции наблюдается в результате возвращения возбужденной лазерным излучением молекулы фотосенсибилизатора в основное состояние с испусканием фотона с определенной длиной волны. Однако многие флуоресцирующие красители в процессе подобных экспериментов в той или иной мере подвержены разрушению, что в некоторых случаях приводит к цитотоксическому эффекту и снижает надежность полученных экспериментальных данных [1]. В связи с этим разработка новых неинвазивных методов детектирования различных клеточных изменений, основанная на иных принципах мониторинга состояния живой клетки, является важной задачей.

Одним из возможных методов исследования внутриклеточных процессов является голографический метод восстановления информации о пространственном распределении фазового запаздывания, внесенного живой клеткой в волновой фронт, распространяющийся через эту клетку. Такие фазовые изображения, восстановленные из цифровых внеосевых голограмм, несут информацию о пространственном распределении толщины и показателя преломления клетки а также позволяют вычислить ряд важных морфологических. Некоторые из этих параметров, например сухая масса клетки или фазовый набег клетки, усредненный по ее площади, могут являться индикаторами тех или иных физиологических процессов.

Для восстановления фазовых изображений биологических объектов в данной работе использовался метод внеосевой цифровой голографической микроскопии [2]. Схема используемой экспериментальной установки показана на Рис. Углы по горизонтали и вертикали между предметным и опорным пучками составляли 1° и 2° соответственно, а ширина интерференционной полосы равнялась примерно 5-6 пикселям ПЗС матрицы. Оптимальная толщина интерференционных полос позволила произвести качественное восстановление внеосевых цифровых голограмм с точностью порядка 0.05-0.1 радиана [3].

В рамках данной работы был проведен анализ фазовых изображений клеток линии HeLa в подвергшихся некрозу нормальном состоянии, а также клеток индуцированным фотосенсибилизированной генерации синглетного кислорода [4]. В ходе данного процесса образование большого количества активных форм кислорода приводит к локальным разрывам клеточной мембраны и вытеканию содержимого клетки. В результате данного процесса происходит увеличение объема живой клетки и уменьшение ее среднего показателя преломления, наряду с увеличением площади занимаемой на чашке Петри. Последовательная регистрация большого количества фазовых изображений образца, а также сегментация клеток позволила провести статистический анализ данных основных характеристик клеток в нормальном состоянии и после их гибели путем некроза.



Рисунок. Схема экспериментальной установки:

 1 – зондирующий HeNe лазер, 2 – делители пучка, 3 – расширитель пучка, 4 – зеркала, 5 – линза, 6 – микро-объектив, 7 – образец, 8 – лазер для генерации синглетного кислорода, 9 – ПЗС камера, 10 – ЭВМ для восстановления внеосевых цифровых голограмм и последующей обработки данных

В результате анализа фазовых изображений более чем 200 живых и мертвых клеток было установлено, что при некротических изменениях происходит уменьшение среднего фазового набега внесенного клеткой, а также уменьшение ее сухой массы вследствие диффузии содержимого во внеклеточную среду.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00364.

Список литературы

1. Hoebe, R. A., Van Oven, C. H., Gadella Jr, T. W. J., Dhonukshe, P. B., Van Noorden, C. J. F., & Manders, E. M. M. Nature biotechnology, 25.2, 249, (2007).

2. Marquet, P., Rappaz, B., Magistretti, P. J., Cuche, E., Emery, Y., Colomb, T., Depeursinge, C.Optics letters 30.5, 468-470, (2005).

3. Belashov A. V., Petrov N. V., Lai X. J., Cheng C. J., Proceedings of Optics & Photonics Taiwan, the International Conference (OPTIC), P0402-P014, (2014)

4. Henderson, Barbara W., and Thomas J. Dougherty. Photochemistry and photobiology., 55.1, 145-157, (1992).

ELECTROCHEMICAL SYNTHESIS OF CHITOSAN COPPER COMPLEXES AND CHITOSAN COPPER NANOCOMPOSITES Fayza A. Omar**, Fekry M. Reicha*

*Physics Department, Faculty of Science, Mansoura University, Egypt **ITMO University, St. Petersburg, Russia

A synthesis of chitosan copper complexes via electrochemical technique and followed by reduction using different reducing agents for producing chitosan copper nanocomposites. Chitosan copper complexes have higher antibacterial activity than chitosan copper NPs.

Chitosan metal complexes and chitosan metal nanocomposites were studied extensively due to their applications in biological fields. Chitosan copper complexes and nanocomposites of chitosan (copper and copper oxides) have excellent antimicrobial activity against various bacterial strains [1], also exhibited antitumor applications [2]. Copper is essential for metabolic processes and organs function, also provides a role in development and maintenance of cardiovascular system, human immune system and function of the nervous system. It has good antimicrobial and antibiotic properties [3]. Electrochemical technique is a very promising technique to produce metal nanoparticles because of their simplicity, environment-friendly process (eco-friendly) [4]. Chitosan copper complexes were prepared by electrochemical method at different duration time followed by reduction using different reducing agents (ascorbic acid, sodium borohydride and hydrazine) for producing chitosan copper nanocomposites. Chitosan used as electrolytic solution which is a natural and biopolymer and it is recognized as excellent metal ligand. Chitosan used as a reducing and capping agent, in addition to its good biological activities [5].

Chitosan copper complexes and Chitosan copper nanocomposites characterized by UV-Vis. Fig.1 exhibits peaks of copper at (400, 427, and 484) nm for the samples reduced by ascorbic acid, sodium borohydride and hydrazine respectively, and copper oxides at 314 nm, 360 nm.



Fig. 1. UV/Vis spectra of chitosan, chitosan copper complex at complexation time 16 hours and samples reduced with different types of reducing agents



Fig. 2. FTIR spectra of pure Chitosan, Chitosan copper complex at16 hours, Cs-Cu NPs reduced by ascorbic acid, NaBH4 and hydrazine

The peak at 484 nm is a very broad peak is due to existence of different sizes of Cu NPs. FT-IR shows chelation of Cu ions with function groups of chitosan (NH₂ and OH) in complex at 3434 cm⁻¹ and 1600 cm⁻¹. The electrostatic attraction between function groups of chitosan and copper oxides NPs at 646 cm⁻¹ and 525 cm⁻¹ and copper NPs at 771 cm⁻¹ for the sample reduced by ascorbic acid. Ascorbic acid act as antioxidant and strong reducing agent, lead to disassembles of CuO and Cu₂O NPs shown in fig.2. Comparing the antibacterial activity of Chitosan copper complexes and synthesized chitosan copper NPs with different types of reducing agents, Chitosan copper complexes have higher antibacterial activity than chitosan copper NPs.

Chitosan copper and copper oxides nanocomposites were successfully synthesized at room temperature by using electrochemical technique. Chitosan copper complex were reduced by different types of reducing agents such as (ascorbic acid, N_2H_4 , NaBH₄). The presence of copper and copper oxides nanoparticles were confirmed by the appearance of the surface Plasmon resonance on these colloids, which their bands appeared in the FT-IR to investigate the interaction between copper NPs and $-NH_2$, -OH function groups of chitosan. Chitosan copper complexes have higher antibacterial activity than Cs-Cu nanocomposites.

Список литературы

1. Omar, F. A., El-Tonsy, M. M., Oraby, A. H., & Reicha, F. M.5, № 3, 180-187, (2016).

2. Qiao, X., Ma, Z. Y., Xie, C. Z., Xue, F., Zhang, Y. W., Xu, J. Y.& Yan, S. P. **105**, № 5, 728-737 (2011).

3. Chen, Z., Meng, H., Xing, G., Chen, C., Zhao, Y., Jia, G., ... & Chai, Z. 163, № 2, 109-120, (2006).

4. Reetz, M. T., & Helbig, W. 116, № 16, 7401-7402, (1994).

5. Pourhaghgouy, M., Zamanian, A., Shahrezaee, M., & Masouleh, M. P. 58, 180-186, (2016).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ МОНИТОРИНГ СВЯЗЫВАНИЯ МОЛЕКУЛ КИСЛОРОДА С ЛОВУШЕЧНЫМИ ЦЕНТРАМИ Русинов А.П., Кучеренко М.Г.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

На основе модельной полимерной системы исследован процесс фотоиндуцированного химического связывания молекул кислорода с молекуламиловушками. Концентрация свободного кислорода в системе оценивалась по кинетике затухания люминесцентного сигнала. Данная методика также позволяет оценить коэффициент диффузии молекул кислорода в полимере.

Молекулярный кислород, за счет высокой реакционной способности возбужденного синглетного $O_2({}^1\Delta_g)$ состояния, играет важную роль в химических и биологических системах. Высокая подвижность молекул кислорода обеспечивает перенос энергии электронного возбуждения на достаточно большие, в молекулярном масштабе, расстояния. Синглетный кислород $O_2({}^1\Delta_g)$ является сильным окислителем, он разрушает нативное состояние биологических макромолекул, химически связываясь с ними [1-2]. Фотогенерация в живых клетках высокой концентрации активного кислорода приводит к гибели последних, что является основой фотодинамической терапии злокачественных опухолей [3-4].

В данной работе исследован процесс химического связывания молекул кислорода с иммобилизованными молекулами антрацена в кислородопроницаемой полимерной пленке поливинилбутираля, содержащей, в качестве фотосенсибилизатора, молекулы органического красителя – эритрозина [5]. Последний, обладая высоким квантовым выходом в триплетное состояние, при фотоактивации обеспечивает сенсибилизированную трансформацию кислорода из триплетной в синглетную форму. Экспериментальные образцы представляли собой полимерные пленки толщиной около 2 мкм с постоянной концентрацией красителя (5 мМ) и различной концентрацией антрацена (0, 0.5, 1.0, 2.5 и 5 мМ).

Образцы облучались серией лазерных импульсов с энергией 100 мДж и длительностью 10-12 нс на длине волны 532 нм (в полосе поглощения эритрозина) с задержкой между импульсами 0.1-0.2 с. По завершению каждого импульса накачки регистрировался сигнал замедленной флуоресценции (3Ф) на длине волны 585 нм с временным разрешением 50 нс. Для пленок без антрацена сигнал свечения имеет длительность порядка 50 мкс, что связано с активным тушением триплетных состояний эритрозина кислородом. При этом наблюдаемый сигнал не зависит от количества импульсов накачки, что свидетельствует об отсутствии необратимых фотохимических процессов в пленке.

В образцах содержащих молекулы антрацена с каждым последующим импульсом накачки кривая замедленной флуоресценции меняется: уменьшается амплитуда сигнала и увеличивается его длительность. Из Рис. 1 видно, что меньшей задержке между импульсами накачки отвечает большая амплитуда эффекта (около 20% для 0.1 с и 8-10% для 0.2 с). Характер изменения кривых можно объяснить уменьшением концентрации кислорода в пленке при его связывании антраценом и последующим сравнительно медленным восполнением за счет диффузии из атмосферы. Соответственно при большей задержке между импульсами диффузионное восполнение кислорода в полимере протекает интенсивнее. Данный вывод подтверждается также тем, что после паузы в несколько секунд образец восстанавливает свои исходные параметры и при повторном воздействии серией импульсов также наблюдается эффект уменьшения амплитуды и увеличения длительности сигнала с увеличением количества импульсов накачки.

На Рис. 2 показано, что с увеличением концентрации антрацена уменьшение по амплитуде сигнала замедленной флуоресценции эритрозина выражено сильнее (для образца с максимальной концентрацией антрацена данный эффект достигает значений в 30-40%), а длительность свечения возрастает, что также подтверждает прямое влияние молекул антрацена на локальную концентрацию свободного кислорода в пленке.



Рис. 1. Кинетика замедленной флуоресценции эритрозина (C=5 мM) в пленке поливинилбутираля с антраценом (C=0.5 мM) в зависимости от количества импульсов накачки. Длительность между импульсами а) – 0.1 с, б) – 0.2 с



Рис. 2. Кинетика замедленной флуоресценции эритрозина (C=5 мM) в пленке поливинилбутираля с антраценом с концентрацией а) – C=2.5 мM, б) – C=5.0 мМ в зависимости от количества импульсов накачки (длительность между импульсами 0.1 с)

На Рис. За показано относительное влияние антрацена в системе на уменьшение максимума сигналов замедленной флуоресценции при воздействии на образец серией импульсов накачки. Из графиков видно, что с ростом концентрации антрацена в пленке возрастает величина эффекта, и зависимость $I_{DF}(N_{pulse})$ становится нелинейной. Последнее связано с тем, что при значительном уменьшении локальной концентрации кислорода в пленке ускоряется процесс его восполнения за счет диффузии из внешней среды.

Так как кинетика сигнала замедленной флуоресценции в присутствии кислорода существенно неэкспоненциальна, в качестве временного параметра процесса свечения можно использовать среднюю длительность сигнала замедленной флуоресценции определяемую как

$$\tau_{eff} = \int t \cdot I_{DF}(t) dt \Big/ \int I_{DF}(t) dt$$

Из Рис. Зб следует, что с ростом суммарной экспозиции длительность сигналов свечения возрастает, а в образцах с большой концентрацией антрацена зависимость $\tau_{eff}(N_{pulse})$ становится нелинейной. Из рисунка видно, что кривая выходит на горизонтальную асимптоту, отвечающую взаимной компенсации процессов связывания кислорода антраценом в объеме полимера и его диффузионного натекания извне. Таким образом, данная экспериментальная методика позволяет оценивать, в том числе, и эффективность диффузии кислорода в полимерных системах.



Рис. 3. Интенсивность а) и эффективное время затухания б) сигнала замедленной флуоресценции эритрозина (C=5 мM) в пленке поливинилбутираля с различным содержанием антрацена (1) – 0.5, (2) – 2.5 и (3) – 5 мМ в зависимости от количества импульсов накачки

Качественное описание полученных экспериментальных результатов можно дать в рамках формально-кинетического подхода. Считая концентрацию фотосенсибилизатора и антрацена практически неизменными (для последнего это справедливо если концентрация ловушечных центров много больше концентрации кислорода) можно показать, что эффективное время затухания сигнала 3Ф будет обратно пропорционально концентрации кислорода в системе. Тогда из Рис. Зб можно оценить долю молекул кислорода оставшихся в системе после *k* импульса накачки как

$$\frac{n_{O_{X}}^{(k+1)}}{n_{O_{X}}^{(k)}} \colon \frac{\tau_{e\!f\!f}^{(k)}}{\tau_{e\!f\!f}^{(k+1)}},$$

и отсюда определить долю молекул связываемых антраценом. Так в пленке с максимальным содержанием антрацена под действием первого импульса накачки связывается порядка 3% кислорода, а максимальный дефицит свободного кислорода после 17 импульсов составляет около 14%.

Работа выполнена в рамках базовой части гос. задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки. Проект № 3.7758. 2017/БЧ.

Список литературы

1. А.А. Красновский, *Биофизика*, **49**, №2, 305-321, (2004).

2. A.P. Losev, V.N. Knyukshto, I.N. Zhuravkin J. Appl. Spectrosc., 60, 87–93, (1994).

3. А.Б. Узденский, *Клеточно-молекулярные механизмы фотодинамической терапии*, СПб.: Наука, 192, (2010).

4. А.А. Красновский, Успехи биологической химии, 39, 255-288, (1999).

5. А.П. Русинов, М.Г. Кучеренко, Изв. РАН. Сер. физическ., 70, 1262-1266, (2006).

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОФЛЮИДНЫХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ СЕНСОРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

Плешанов И.М.*, Сидоров А.И.*,**

^{*} Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» имени В. И.

Ульянова, Санкт-Петербург, Россия

** Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Проведена оптимизация 4-х зеркального интерферометра Фабри-Перо для использования в качестве датчика показателя преломления. В результате оптимизации получена чувствительность к изменению показателя преломления до 1900 нм/RIU. Показана перспективность применения такого латчика в микрофлюидных устройствах

В последнее время использование микрофлюидных устройств вызывает повышенный интерес у специалистов в области биологии и медицины [1, 2]. Микрофлюидный чип, функционирующий в качестве аналитического датчика, должен содержать каналы, коннекторы и клапаны с насосами. Поэтому, в качестве цели работы была выбрана оптимизация датчика показателя преломления на основе интерферометра Фабри-Перо с учетом возможности использования его в сочетании с каналом микрофлюидного устройства и расширения его функциональных возможностей в перспективе.

В качестве основы интерферометра были выбраны кремниевые полированные пластины толщиной 150 мкм с зазором между ними 10-20 мкм. Зеркала интерферометра образованы полированными поверхностями кремниевых пластин. Зазор между ними используется в качестве канала для жидкого аналита. Моделирование проводилось для спектрального интервала 1400-1600 нм. Численное моделирование показало, что датчик может быть использован для измерения показателя преломления аналита в диапазоне n = 1.3-1.5. Определены оптимальные толщины зазора и области максимальной чувствительности датчика. Для измерения показателя преломления может быть использован как спектральный сдвиг резонансной частоты интерферометра, так и изменение амплитуды пропускания интерферометра на резонансной частоте. Чувствительность в узких интервалах показателя преломления может достигать 1900 нм/RIU, что сопоставимо с чувствительностью датчиков, описанных в литературе. При использовании полупроводниковых свойств кремниевых пластин функции датчика могут быть существенно расширены. Так появляется возможность измерения оптических и диэлектрических спектров аналита, его электрического сопротивления, возможность нагрева аналита и контроля его температуры.

Список литературы

1. Ю.А. Золотова, В.Е. Курочкина, Микрофлюидные системы для химического анализа, ФИЗМАТЛИТ, Москва (2011).

2. Pamela N. Nge, Chad I. Rogers, Advances in Microfluidic Materials: Functions, Integration and Applications, Brigham Young University United States (2014).

APPLICATION OF THE DIGITAL HOLOGRAPHIC MICROSCOPY FOR VISUALIZATION OF OPTOPORATED CELL MEMBRANES BY A FEMTOSECOND LASER IRRADIATION

Georgieva*,** A.O., Petrov* N.V., Popov** B.V., Putilin* S.E., Tsypkin* A.N.,

Smolyanskaya* O.A. and Tuchin***,**** V.V.

*ITMO University, Saint-Petersburg, Russia

**Institute of Cytology of the RAS, Saint-Petersburg, Russia

***Saratov State University, Saratov, Russia

****Institute of Precision Mechanics and Control of the RAS, Saratov, Russia

The targeted drug and DNA delivery into the cell is a topical issue in cell biology. The method of optoporation of the cells with femtosecond radiation is based on creating micropores in the cell membrane with focused laser radiation, which allows for entering extracellular substances into the cell. The main principle of the method for the experiment is the interference of the reference and object laser beams in the recording plane of the hologram. The method of digital holography is described in [1]. The hologram is fixed in the initial state and at selected time intervals during the entire experiment. The calculation of the phase changes for each pair of holograms and for the pair of the n-th hologram and the hologram of the initial state, make it possible to estimate the changes at each instant of time. In the present work, the method of digital holographic microscopy was used to study the cellular reaction to femtosecond laser optoporation.

The laser radiation of a Ti:sapphire laser (pulse energy 2 nJ, duration 50 fs) was focused on a cell in a Petri dish located on the movable stage with a 20x microlens. A digital holographic microscope based on Mach-Zehnder interferometer was implemented in the developed imaging apparatus [2], a green continuous-wave laser module with a wavelength of 532 nm and an output power of 30 mW was used. The object beam fell on the Petri dish, and then it got into the microlens, passed through the optical system and fell onto the CCD camera matrix using a telescopic system. The software is implemented in the software package LabVIEW. The cells were irradiated by femtosecond laser from 0.1 to 1.0 seconds. The established human cervical carcinoma HeLa cell line was used as the object. The cells were adhered on three 8 mm cover slips placed to bottom of a 100 mm glass Petri dish in DMEM medium containing 10% of Fetal Calf Serum and 50 μ g/ml gentamycin. During irradiation the DMEM was changed to PBS containing propidium iodide which served as indicator of efficient optoporation penetrating into cells. One of the glasses served as a control - it was not irradiated by a femtosecond laser. The cells size was 5-7 μ m.

The obtained images were compared with the fluorescent images of these cells fixed in paraformaldehyde 4%, obtained on a confocal microscope (Leica TCS SP5, Germany) at the Institute of Cytology RAS. The wavelength of the master laser in the confocal microscope was 543 nm.

Список литературы

1. W. S. Haddad et. al., Fourier-Transform Holographic Microscope // Appl. Opt. 1992. Vol. 31. № 24. P. 4973–4978.

2. A.V. Belashov et al. Digital holographic microscopy in label-free analysis of cultured cells' response to photodynamic treatment // *Opt. Lett.* 2016. Vol. 41. № 21. P. 5035.

ТГЦ СПЕКТРОСКОПИЯ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ (THz-TDS) В РЕЖИМЕ НА ПРОПУСКАНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЫ КРОВИ Екимова* Н.Ю., Аксёнова* Ю.К., Грачев* Я.В., Гельфонд** М.Л.,

Слугин** Е.Н., Плотникова*** Л.В., Тучин*,**** В.В., Смолянская* О. А.

* Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

** Национальный медицинский исследовательский центр онкологии имени Н. Н. Петрова, Санкт-Петербург, Россия

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

Развитие способов генерации и детектирования терагерцевого (ТГц) излучения привели к значительным успехам в применении ТГц импульсной спектроскопии для исследования медицинских и биологических объектов. Терагерцевая импульсная спектроскопия была успешно использована для диагностики онкологической патологии ряда органов и тканей. В нашем предыдущем исследовании было выявлено, что в диапазоне 0,7 – 0,9 ТГц наблюдается уменьшение амплитуды коэффициента поглощения плазмы крови мышей с перевитой карциномой по сравнению с плазмой крови контрольной группы. В настоящей работе проведена исследовательская работа по разработке способов регистрации плазмы крови с помощью ТГц спектроскопии во временной области (THz-TDS) в режиме на пропускание. Для этой цели в работе решались две задачи, - выбор материала кюветы для исследования жидкого образца и выбор материала для изготовления таблеток с лиофилизованной кровью. К таким материалам предъявляются особые требования. Они должны быть прозрачными в широком диапазоне ЭМ волн от 0,1 до 0,9 ТГц, не иметь собственных спектральных линий в указанном диапазоне, не входить в химические реакции с исследуемым биологическим образцом и др. Текущие исследования показывают спектральные характеристики некоторых материалов, таких как полиэтилентерефталат, полиэтилен, бромид калия и слюда в частотном диапазоне ТГц, а также спектры плазмы крови. В настоящем исследовании были получены спектральные характеристики некоторых материалов, таких как полиэтилентерефталат, полиэтилен, бромид калия и слюда, а также спектры плазмы крови в ТГц диапазоне частот.

FEATURES OF THE TERAHERTZ SPECTRA OF DRUG-LADEN MAGNETIC NANOPARTICLES Smolyanskaya* O.A., Cassar** Q., Simonov* A.A., Grachev* Ya.V., Guillet** J.-P., Mounaix** P., Toropova*** Ya.G., Korolev*** D.V., Tuchin*,**** V.V.

* ITMO University, Saint-Petersburg, 197101 Russia
** Bordeaux University, IMS Laboratory, Bordeaux, France
*** Federal Almazov North-West Medical Research Center, IEM, Saint-Petersburg, Russia
**** Saratov State University, Saratov, Russia

A crucial problem of clinical medicine is currently the possibility of delivering drugs to a zone of ischemic damage for various purposes. This can be done by using nanoparticles based on iron oxide and controlling their movement along a blood vessel in the region of the lesion [1]. New methods have been developed for noninvasive monitoring of pathological processes in a living organism by means of terahertz spectroscopy. In this work we have obtained the optical and dielectric features of iron oxide nanoparticles in the terahertz frequency range. Some drugs have been attached to the surface of nanoparticles using amination of their surface. The synthesis of nanoparticles based on iron oxide in a shell of silicon dioxide, Fe3O4-SiO2, was carried out from an aqueous solution of iron-III chloride and iron-II sulfate, taken in a molar ratio of 2:1 or with 25% aqueous solution of ammonia and a 1% solution of ammonia acetate. Immobilization of drug substances on the surface of nanoparticles was carried out by means of coordination ion interaction and covalent binding. The colloidal complexes of nanoparticles have been measured in the form of pressed pellets with polyethylene. The pellets contained 0.5-1.0 mass% of nanoparticles powder. Commercial THz spectrometer TPS 3000 (TeraView Ltd, UK) and custom made THz-TDS spectrometer with transmission mode and a typical bandwidth from 0.06 up to 1.50 THz was used in research. It was shown that the crystalline phase of iron oxide can be identified for both types of nanoparticles by means of terahertz spectroscopy.

The reported study was funded by RFBR and CNRS according to the research project №18-51-16002, by the Government of the Russian Federation (Grant 08-08), and by RFBR according to the research project № 17-00-00275 (17-00-00272).

Список литературы

1. V. Afonin et.al., Journal of Optical Technology, Vol. 84, No. 8, p.515-520, 2017

INVESTIGATION THE THREE-COMPONENT BIOTISSUE-MIMICKING PHANTOMS IN THE THZ FREQUENCY RANGE

Smolyanskaya* O.A., Cassar** Q., Shishkina* A., Ekimova* N.Y., Lepeshkin*

A.I., Guillet** J.-P., Mounaix** P., Kravtsenyuk* O.V., Baranenko* D.A.

* ITMO University, Saint-Petersburg, Russia * Bordeaux University, IMS Laboratory, Bordeaux, France

New biomedical devices require test objects to reveal their performance and, later on, periodic calibration to maintain the properties over time at the proper level. A phantom is a biotissue-mimicking material molded with a specific shape having a range of real-tissue properties, such as elasticity, refractive index, scattering and absorption coefficients, stability over time etc. For most types of modern medical diagnostics, a variety of phantoms are commercially available. Phantoms are used for different types of spectroscopy for some time already with appropriate choice of materials for each frequency range. However, at the moment in the terahertz (THz) frequency range only first steps are performed in this direction, mainly in a form of a catalog of parameters of various biological and organic gels [1]. In the present study we have used three-component phantoms consisting of fat, protein and water. Vegetable oil (10-75%), soya (13-75%) and water (0-70%) were homogenized for a creating emulsion. Then the phantoms were placed in a vacuum packages. TPS 4000 (TeraView Ltd, UK) spectrometer with reflection mode and a typical useful bandwidth from 0.06 up to 4.50 THz was used in the researching [2]. In present work the optical and dielectric properties of biological tissue phantoms were investigated in the terahertz frequency range. Our results were compared with spectra of adipose and fibrous tissue of female breast taken from the paper [3].

The reported study was funded by RFBR and CNRS according to the research project №18-51-16002, by the Government of the Russian Federation (Grant 08-08).

Список литературы

1. *E Liakhov, O Smolyanskaya, A Popov, E Odlyanitskiy, N Balbekin, M Khodzitsky* Fabrication and characterization of biotissue-mimicking phantoms in the THz frequency range // Journal of Physics: Conference Series. 2016. №735. P. 012080.

2. *M. Fabre, R. Durand, L. Bassel, B. Recur, H. Balacey, J. Bou Sleiman, J.-B. Perraud, P. Mounaix* 2D and 3D Terahertz Imaging and X-Rays CT for Sigillography Study // J Infrared Milli Terahz Waves. 2017. №38. PP. 483–494

3. *Q. Cassar, A. Al-Ibadi, la. Mavarani, Ph. Hillger, J. Grzyb, G. Macgrogan, Th. Zimmer, U.R. Pfeiffer, J.-P. Guillet, P. Mounaix* Pilot study of freshly excised breast tissue response in the 300 – 600 GHz range // Biomed Opt Express. 2018. V. 9 №7. PP. 2930–2942.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРНЫХ КОМПОНЕНТОВ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ Исмагилов А.О., Кузьмина Т.Б., Андреева Н.В., Андреева О.В.

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования структурных компонентов биологической жидкости методом цифровой голографической интерферометрии. Показано, что использование данного метода позволяет оценить изменения показателя преломления препарата по высоте столба жидкости с точностью 10⁻⁵.

Процесс фракционирования биологической жидкости сложного состава и ее препаратов является одним из чувствительных методов диагностики изменений структуры исследуемой жидкости. Изучение процесса фракционирования систем такого сложного состава и интерпретация полученных результатов представляют значительный интерес для создания фантомов и математических моделей, необходимых в биомедицинских исследованиях [1].

В работе рассмотрена возможность использования метода цифровой голографической интерферометрии (ЦГИ) для оценки пространственно-временных изменений показателя преломления препаратов биологической жидкости сложного состава с течением времени под воздействием силы тяжести с учетом характера поведения отдельных компонент.

В качестве объекта исследования использовано молоко, имеющее типичный для большинства биологических жидкостей состав и структуру, представляющее собой безопасный и доступный материал, удобный для создания фантомов и моделей различных биологических жидкостей и процессов.

Вследствие различия частиц молока по размеру и плотности, в водных препаратах одновременно идут процессы как прямой седиментации (осаждение частиц), так и обратной седиментации (всплывание частиц), что ведет к сложному характеру фракционирования препаратов по высоте столба жидкости при их хранении.

Пространственно-временные изменения водных препаратов изучались методом цифровой голографической интерферометрии [2-3], при этом был использован экспериментальный стенд [3], предназначенный для исследования фазовых трансформаций прозрачных объектов.

Регистрация цифровых голограмм производилась в автоматическом режиме. Время проведения одной экспериментальной серии составляло 60 минут: интервал между регистрацией голограмм - от одной до десяти секунд, время экспозиции ~1/1000 с. Обработка экспериментальных результатов заключалась в выборке последовательности голограмм, наиболее ярко характеризующих текущее состояние исследуемого образца, и в получении цифровых интерферограмм путем вычитания голограммы исходного состояния образцов из голограммы их текущего состояния. Обработка интерферограмм производилась по центральным сечениям кювет и определялась величина фазовых изменений $\Delta \varphi(z)$ исследуемого препарата в текущий момент времени по сравнению с его исходным состоянием с учетом пространственновременных изменений зондирующего излучения по текущему состоянию контрольной кюветы с водой, в которой отсутствуют пространственно-временные изменения плотности. При этом для оценки фазовых изменений в каждой точке *z* используем выражение:

$$\Delta \varphi(z) = \frac{(2\pi \cdot \Delta n \cdot l)}{\lambda}$$

где Δn – изменение показателя преломления образца в текущий момент времени по сравнению с его исходным состоянием, l – толщина кюветы, λ – длина волны зондирующего излучения в воздухе.

Таким образом, полученная зависимость $\Delta \varphi(z)$ позволяет рассчитать зависимость $\Delta n(z)$, которая характеризует изменение плотности препарата, $\Delta \rho(z)$.

Исследование типичной биологической жидкости, проведённые методом ЦГИ, показали сложный характер фракционирования, связанный с наличием процессов как прямой, так и обратной седиментации, что представлено на Рис. Если на первых минутах препарат находится практически в однородном состоянии, то на 30 минуте и далее можно наблюдать увеличение плотности препарата в средней части кюветы, что свидетельствует о наличии как прямой, так и обратной седиментации, идущих с разной скоростью.



Рисунок. Функция $\Delta \varphi(z)$ в исследуемых препаратах молока (0.1%) через 0, 30, 60 минут после изготовления

Использование метода ЦГИ позволяет диагностировать изменения показателя преломления исследуемого препарата по высоте столба жидкости, связанные с фракционированием биологического препарата под действием силы тяжести с точностью $\Delta n/n_0 \approx 10^{-5}$.

Результаты изучения временной динамики фракционирования биологического препарата, в сочетании с другими методами исследования могут быть использованы при разработке математической модели трансформаций биологических жидкостей, и диагностики изменений их структурных компонентов под влиянием внешних воздействий, таких как температура, влажность, химические реагенты, лекарственные препараты.

Список литературы

1. В. В. Тучин, Оптическая биомедицинская диагностика. В 2-х томах. 2, 368 с, (2007).

2. R. N. Chigrin, N. V. Andreeva, O. V. Andreeva, *Journal of Physics: Conference Series*, **737**, № 1, P. 012055, (2016).

3. B. G. Manukhin, M. E. Gusev, D. A. Kucher, S. A. Chivilikhin, O. V. Andreeva, *Optics and spectroscopy*, **119**, № 3, 392-397, (2015).

ОПТИКА ФЕМТО- И АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ18
КВАНТОВАЯ ОПТИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ29
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ83
КОГЕРЕНТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ 139
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ139
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ185
НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПЕРЕДАЧИ, ОБРАБОТКИ И ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ248
ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ФОТОНИКИ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ
ОПТИКА ДЛЯ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ
УСТНЫЕ ДОКЛАДЫ424
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ450

Сборник трудов Х Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2018» Санкт-Петербург, 15-19 октября 2018 Под редакцией проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова

Подписано в печать 04.10.2018 Тираж 300 экз. Заказ № 4140 Университет ИТМО. 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49