

**Национальная Академия наук Беларуси  
Министерство образования Республики Беларусь  
Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси  
Гродненский государственный университет им. Я.Купалы  
Белорусский республиканский фонд фундаментальных  
исследований  
Белорусское физическое общество  
Научно-техническая ассоциация «Оптика и лазеры»**

***СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ  
VIII МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ  
КОНФЕРЕНЦИИ***

***«ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И  
ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ»***

***27-30 СЕНТЯБРЯ 2010***

***МИНСК***

***50-ЛЕТИЮ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРОВ  
ПОСВЯЩАЕТСЯ***

**Том 2**

**«Лазерная физика и оптические технологии», VIII Международная конференция (2010; Минск).** VIII Международная научная конференция «Лазерная физика и оптические технологии», 27-30 сентября 2010 г. [Текст] : [сб. науч. тр. конф. в 2 томах]/ под ред. В.А. Орловича, В.В. Филиппова, В.Н. Белого, В.А. Длугуновича, Н.В. Кулешова, В.Ю. Плавского, Г.И. Рябцева, Г.П. Яблонского, С.Г. Русова. – Минск: 2010. – Т. 2. – 362 с., - В надзаг. Национальная Академия наук Беларуси, Министерство образования Республики Беларусь, Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований, Белорусское физическое общество, Научно-техническая ассоциация «Оптика и лазеры». – 110 экз.

Издание представляет собой сборник статей по докладам, представленным на VIII Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии», организованной Институтом физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси и прошедшей с 27 по 30 сентября 2010 г. в г. Минске. Доклады посвящены современным интенсивно развиваемым разделам физики: лазерная физика; физическая и нелинейная оптика; физика наноструктур; оптические приборы, материалы и технологии; лазеры в биологии и медицине.

## **ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ**

Председатель: В.В. Кабанов, Минск, ИФ НАН Беларуси  
Н.С. Казак, Минск, ИФ НАН Беларуси (сопредседатель)  
В.А. Орлович, Минск, ИФ НАН Беларуси (сопредседателя)  
В.В. Филиппов, Минск, ИФ НАН Беларуси (ученый секретарь)  
С.С. Ануфрик, Гродно, ГрГУ им. Я. Купалы  
П.А. Апанасевич, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.А. Афанасьев, Минск, ИФ НАН Беларуси  
С.Н. Багаев, Новосибирск, ИЛФ РАН  
М.В. Бельков, Минск, ИФ НАН Беларуси  
В.Н. Белый, Минск, ИФ НАН Беларуси  
Н.А. Борисевич, Минск, ИФ НАН Беларуси  
В.С. Бураков, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.П. Войтович, Минск, ИФ НАН Беларуси  
Е.С. Воропай, Минск, БГУ  
С.В. Гапоненко, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.В. Гейниц, Москва, ГНЦ лазерной медицины  
А.М. Гончаренко, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.С. Грабчиков, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.С. Дементьев, Вильнюс, ИФ  
В.А. Длугунович, Минск, ИФ НАН Беларуси  
В.Г. Дмитриев, Москва, НИИ «Полюс»  
Е.В. Ивакин, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.В. Иванов, Москва, РОНЦ РАМН  
А.П. Иванов, Минск, ИФ НАН Беларуси  
С.В. Иванов, С.-Петербург, ФТИ им. Иоффе  
А.А. Казаков, Москва, НИИ «Полюс»  
С.Я. Килин, Минск, ИФ НАН Беларуси  
В.И. Конов, Москва, ИОФ РАН  
О.Н. Крохин, Москва, ФИАН  
Н.В. Кулешов, Минск, МЛЦ при БНТУ  
А.А. Мак, Санкт-Петербург, ИЛФ  
В.А. Макаров, Москва, МГУ  
А.А. Маненков, Москва, ИОФ РАН  
С.А. Маскевич, Гродно, ГрГУ им. Я. Купалы  
В.В. Машко, Минск, ИФ НАН Беларуси  
С.В. Москвин, Москва, ГНЦ лазерной медицины  
В.А. Мостовников, Минск, ИФ НАН Беларуси  
С.А. Наумович, Минск, БГМУ  
В.Я. Панченко, Москва, ИПЛИТ РАН  
В.А. Пилипович, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А. Пискаркас, Вильнюс, ВУ  
В.Ю. Плавский, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.Н. Рубинов, Минск, ИФ НАН Беларуси  
Г.И. Рябцев, Минск, ИФ НАН Беларуси  
Н.С. Сердюченко, Минск, 1-я клин. больница  
М.С. Соскин, Киев, ИФ НАН Украины

В.С. Улащик, Минск, Институт физиологии НАН Беларуси  
В.М. Устинов, С.-Петербург, ФТНОЦ РАН  
В.А.Толкачев, Минск, ИФ НАН Беларуси  
А.Л. Толстик, Минск, БГУ  
А.П. Шкадаревич, Минск, ГП «ЛЭМТ»  
И.А. Щербаков, Москва, ИОФ РАН  
Г.П. Яблонский, Минск, ИФ НАН Беларуси

## **ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ**

В.В. Кабанов, Минск, Институт физики НАН Беларуси (председатель)  
В.Ю. Плавский, Минск, Институт физики НАН Беларуси (зам. председателя)  
В.В. Филиппов, Минск, Институт физики НАН Беларуси (ученый секретарь)  
Я.И. Богданович, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
А.С. Грабчиков, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
В.В. Касперович, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
В.В. Комаров, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
М.Э. Кулагина, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Г.П. Леднева, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
А.М. Лемеза, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Е.В. Луферчик, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Н.В. Малашенок, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
В.Н. Павловский, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Г.И. Рапинчук, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
С.Г. Русов, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Г.И. Рябцев, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
А.Н. Собчук, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
А.И. Третьякова, Минск, Институт физики НАН Беларуси,  
Р.Г. Шуляковский, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Е.В. Шик, Минск, Институт физики НАН Беларуси  
Т.Н.Куцак, Минск, Институт физики НАН Беларуси

***Секция 2.  
Нелинейная оптика и нелинейная  
спектроскопия***

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АКТИВНЫХ И ПАССИВНЫХ ОБЛАСТЯХ МОЩНЫХ InGaAs/AlGaAs ЛИНЕЕК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

*Институт физики имени Б.И. Степанова, проспект Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь  
y.lebiadok@dragon.bas-net.by*

Линейки лазерных диодов (ЛЛД) на основе InGaAs/AlGaAs гетероструктуры, излучающих в спектральном диапазоне 940–980 нм, все более широко применяются в качестве компактных высокоэффективных источников оптической накачки твердотельных лазеров [1, 2]. Мощные ЛЛД имеют достаточно большие геометрические размеры (длина резонатора до 1,5 мм, общая ширина линейки - до 10 мм), поэтому в их активных слоях могут развиваться интенсивные потоки усиленной люминесценции (УЛ) [3, 4], способные оказывать заметное влияние на выходные характеристики ЛЛД. Геометрия кристалла ЛЛД определяет не только свойства УЛ, но и величину фактора заполнения излучением ближнего поля  $\gamma$ , от которого, как показано в [7], во многом зависят мощностные параметры эрбиевого лазера с диодной накачкой. Величины потоков УЛ и фактора  $\gamma$  важно оценивать и учитывать при оптимизации ЛЛД, используемых в блоках накачки твердотельного эрбиевого лазера.

Моделирование распространения потоков УЛ в активном слое ЛЛД осуществлялось на базе системы уравнений переноса излучения с соответствующими граничными условиями [5]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{b(x,y)} \frac{\partial S_{y,v}^{\pm}(x,y)}{\partial y} &= [\Gamma g_v(x,y) - \rho] S_{y,v}^{\pm}(x,y) + a_L W_{sp,v}(x,y), \\ \frac{1}{b(x,y)} \frac{\partial S_{x,v}^{\pm}(x,y)}{\partial x} &= [\Gamma g_v(x,y) - \rho] S_{x,v}^{\pm}(x,y) + a_L W_{sp,v}(x,y), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{cases} S_{y,v}^+(x,0) = R_1 S_{y,v}^-(x,0), \\ S_{y,v}^-(x,L) = R_2 S_{y,v}^+(x,L), \\ S_{x,v}^+(0,y) = R_3 S_{x,v}^-(0,y), \\ S_{x,v}^-(W_{LDA},y) = R_4 S_{x,v}^+(W_{LDA},y), \end{cases}$$

где  $S_{x,v}^{\pm}(x,y)$  и  $S_{y,v}^{\pm}(x,y)$  – спектральные плотности потоков УЛ на частоте  $\nu$  в точке  $(x,y)$ , распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях осей  $Ox$  (направленной перпендикулярно оси резонатора ЛЛД) и  $Oy$  (направленной вдоль оси резонатора ЛЛД) соответственно,  $b(x,y)$  - параметр усреднения потоков УЛ в пределах некоторого телесного угла (при расчётах использовалось значение  $b(x,y) \approx 1$ ),  $a_L = 0,1$  – параметр, характеризующий

вклад спонтанного испускания в потоки УЛ  $S_{x,v}^{\pm}(x,y)$  и  $S_{y,v}^{\pm}(x,y)$ ,  $W_{sp,v}(x,y)$  – объёмная спектральная мощность спонтанного испускания,  $g_v(x,y)$  – спектральный коэффициент усиления,  $\rho = 1000 \text{ м}^{-1}$  – коэффициент внутренних оптических потерь для излучения в активном слое InGaAs,  $R_1 = 0,95$ ,  $R_2 = 0,12$ ,  $R_3 = R_4 = 0,35$  – коэффициенты отражения глухого зеркала, выходного зеркала и граней ЛДЛ.

Взаимодействие потоков  $S_{x,v}^{\pm}(x,y)$  и  $S_{y,v}^{\pm}(x,y)$ , распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях, учитывалось с помощью соотношения, связывающего концентрацию неравновесных носителей заряда в активном слое ЛЛД  $N(x,y)$  со скоростями излучательной и безызлучательной рекомбинации:

$$D \frac{\partial^2 N(x,y)}{\partial x^2} + \frac{J(x,y)}{2de} = BN^2(x,y) + CN^3(x,y) + R_{lum}(x,y), \quad (2)$$

где  $J(x,y)$  – функция пространственного распределения плотности тока инжекции в активном слое ЛЛД с учетом растекания носителей заряда,  $e$  – элементарный заряд,  $D = 30 \text{ см}^2/\text{с}$  – коэффициент диффузии неосновных носителей заряда в активном слое,  $B = 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$  и  $C = 5,0 \cdot 10^{-42} \text{ м}^6/\text{с}$  – коэффициенты спонтанной рекомбинации и безызлучательной Оже-рекомбинации соответственно [6],  $R_{lum}(x,y)$  – скорость рекомбинации, индуцируемой УЛ, которая может быть представлена в виде:

$$R_{lum}(x,y) = \frac{1}{h\nu} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \Gamma g_v(x,y) [S_{y,v}^+(x,y) + S_{y,v}^-(x,y) + S_{x,v}^+(x,y) + S_{x,v}^-(x,y)] d(h\nu), \quad (3)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $\Gamma = 0,011$  – фактор оптического ограничения,  $\nu_1$  и  $\nu_2$  – граничные частоты спектрального диапазона коэффициента усиления.

Влияние геометрии ЛЛД на величины потоков УЛ в активном слое ЛЛД определялось через величину фактора заполнения излучением ближнего поля, который можно записать в следующем виде:

$$\gamma = \frac{p \cdot w}{p \cdot w + [1 + (m-1) \cdot q] \cdot a + (q-1) \cdot b + l} = \frac{p \cdot w}{W_{LDA}},$$

где  $W_{LDA} = 10$  мм – общая ширина линейки,  $p$  – число полосковых контактов шириной  $w$  каждый. Полосковые контакты ЛЛД размещены в виде отдельных групп, общее число которых  $q$ . Каждая группа содержит  $m$  полосковых контактов, расстояние между соседними полосками в пределах группы  $a$ .  $b$  – расстояние между группами полосковых контактов. Первая группа отстоит от края ЛЛД на расстоянии  $a$ , последняя группа – на расстоянии  $l$ .

На рис.1 представлена зависимость величин интегральных по частоте потоков усиленной люминесценции от фактора заполнения ближнего поля. Влияние эффекта растекания на концентрацию носителей заряда в областях между соседними полосковыми контактами ("пассивные области") сильно зависит от расстояния  $a$ , и, тем самым, от величины  $\gamma$ . Увеличение концентрации в "пассивных областях" приводит к существенному улучшению условий распространения потока УЛ  $S_x$ .

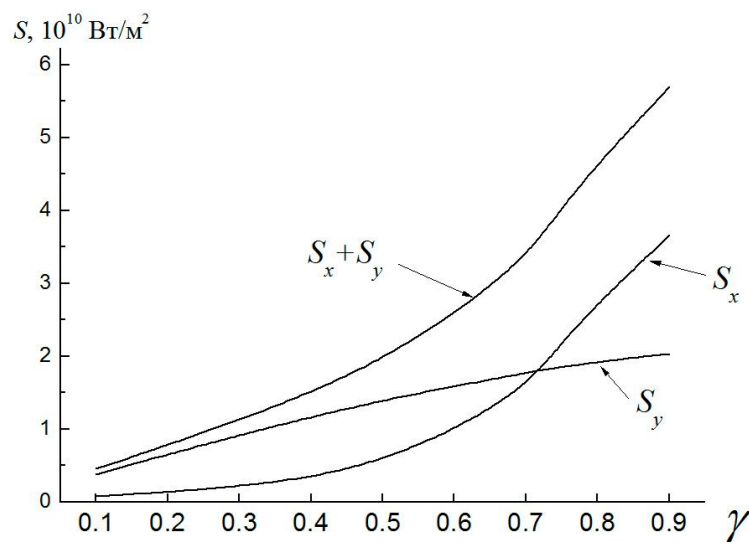
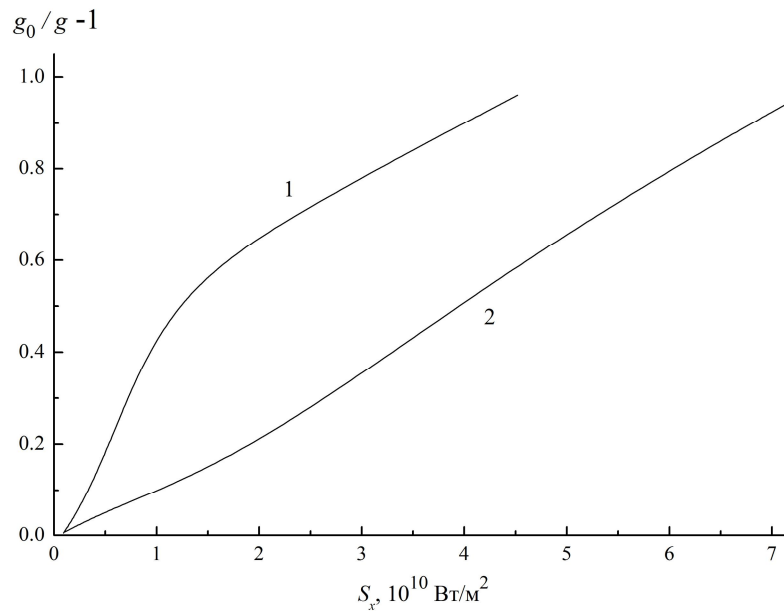


Рисунок 1. Зависимость потоков УЛ от величины фактора  $\gamma$

Нелинейная зависимость коэффициента усиления от УЛ  $S_x$  приведена на рис. 2. На кривой 1 отображена зависимость коэффициента усиления, рассчитанного без учета эффекта растекания носителей заряда. Данная зависимость достаточно точно описывается формулой  $g = \frac{g_0}{1 + \sqrt{\epsilon S_x}}$ , где коэффициент нелинейности  $\epsilon = 3,1 \cdot 10^{-11}$  м²/Вт. Учет эффекта растекания приводит к зависимости, иллюстрируемой кривой 2 на рис.2, и описывается широко используемой формулой  $g = \frac{g_0}{1 + \epsilon S_x}$ , где коэффициент нелинейности  $\epsilon = 1,3 \cdot 10^{-11}$  м²/Вт.



1 – кривая, рассчитанная без учета эффекта растекания, 2 – с учетом эффекта растекания

Рисунок 2. Зависимость коэффициента усиления  $g$  от потока УЛ  $S_x$ ;  $g_0$  – коэффициент усиления, рассчитанный без учета УЛ.

Исследована степень влияния фактора заполнения излучением ближнего поля на величины потоков усиленной люминесценции, распространяющихся в активном слое мощных линеек лазерных диодов. Показано влияние эффекта растекания носителей заряда на нелинейное поведение коэффициента усиления в активном слое.

#### Литература

1. Н.И. Кацавец и др. // ЖТФ. –2004. –Т. 30. – СС.43–48
2. В.В. Безотосный и др. // ФТП. – 2008. – Т.42. – СС.357–360
3. Gribkovskii V.P. et all // IEEE J. Quantum Electron. –1976. – Vol. 12. –p. 322
4. Burov L.I. et all // Applied Physics B. –2002. –Vol. 75. –p.63
5. Г.И. Рябцев, А.С. Смаль // ЖПС. –2003. –Т.70. – СС.490–495
6. G.R. Hadley. et all // IEEE J. Quantum Electron. –1988. – Vol.24. –p. 2138–2152



В.В. Шепелевич

**ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА  
И ФОТОУПРУГОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА ГОЛОГРАММ  
В НЕЛИНЕЙНЫХ КУБИЧЕСКИХ ГИРОТРОПНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ  
КРИСТАЛЛАХ**

*Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина  
Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь  
vasshep@inbox.ru*

В 1982 году в научном журнале «Автометрия» появилась статья группы исследователей из Томского университета систем управления и радиоэлектроники [1]. Авторами статьи проведены экспериментальные исследования голографических решеток в одноосном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  и показано, что удовлетворительное объяснение полученных закономерностей может быть дано только при учете наряду с электрооптическим эффектом обратного пьезоэлектрического эффекта совместно с явлением фотоупругости.

Эта статья положила начало новому важному этапу развития теории фоторефракции – исследованию влияния пьезоэлектрических и фотоупругих свойств кристаллов на механизмы фоторефракции и на выходные характеристики голограмм.

В 1987 году в статье [2] впервые рассмотрено влияние пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости на свойства голограмм в кубических кристаллах. При этом не было учтено явление оптической активности (естественной гиротропии), которое заметно проявлялось в кубических кристаллах типа силленита класса симметрии 23.

К моменту появления статьи [2] в Мозырском государственном педагогическом институте была развита технология ([3] (1985 г.)) решения голографических задач матричным методом с использованием теории гиротропии, разработанной Ф.И. Федоровым [4] и его учениками [5]. В 1986 году была опубликована статья [6], в которой в рамках электрооптического механизма фоторефракции с использованием ковариантных методов (в частности, статьи [7]) были рассчитаны выходные характеристики голографической решетки, записанной в оптически активном кубическом кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) среза (110) при ориентации вектора решетки параллельно направлению [001].

Отметим, что 1986 и 1987 гг. оказались чрезвычайно «урожайными» на фундаментальные работы по голографии в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах (например, [8]). Но ни в одной из этих работ влияние пьезоэлектрического эффекта не учитывалось.

*Таким образом, возникла актуальная проблема одновременного учета гиротропных и пьезоэлектрических свойств кубических кристаллов при изучении голограмм, записанных в этих средах.*

В результате создания общего творческого коллектива, который ниже будем называть томско-мозырской научной группой, вскоре в 1988 году была опубликована первая совместная

статья [9]. В этой статье было показано, что учет обратного пьезоэлектрического эффекта приводит в кубических оптически активных кристаллах не к небольшим поправкам к теоретическим результатам, полученным при учете только электрооптического эффекта, а кардинально (качественно) меняет ситуацию в кристалле.

Из публикаций томско-мозырской научной группы за период с 1988 по 1990 гг. отметим работу [10] (1989), в которой впервые представлено аналитическое выражение дифракционной эффективности статической голограммы, учитывающее обратный пьезоэлектрический эффект и оптическую активность кубического кристалла; статью [11] (1990), а также доклад на Международной научной конференции в Асуа (Франция) (см. [12]), представленный мозырским соавтором. Успех доклада был предопределен выступлением Н.В. Кухтарева в процессе обсуждения. Его авторитет, как одного из авторов самой цитируемой в этой области статьи [13], был очень высок. Им было отмечено, что выводы, представленные в докладе, верны, и что разработанная теория объясняет те экспериментальные результаты, над теоретической интерпретацией которых он работает в настоящее время. Он предложил также написать совместную статью, которая была опубликована в следующем году в журнале «Квантовая электроника» (см. [14]).

Следует подчеркнуть, что именно с момента проведения конференции в Асуа наблюдается резкий всплеск интереса крупных оптических центров к описанной выше проблеме учета обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости в фоторефрактивных кристаллах. В 1991 году появляются публикации по этой проблеме швейцарской [15], французской [16], а также американско-украинской [17] научных групп. В этом же году в Мозыре были проведены эксперименты по изучению одновременной дифракции двух световых волн в фоторефрактивном кубическом пьезокристалле BSO и их результаты вместе с теоретической интерпретацией опубликованы в [18].

В работе [19] (1991) получены явные выражения компонент тензора диэлектрической непроницаемости кубических кристаллов произвольного среза, изучена зависимость этих компонент от ориентации вектора голографической решетки в плоскости среза. Отметим, что вся система выражений (7) из [19] в абсолютно том же виде приведена на странице 227 известной монографии [20] и использована для вычислений зависимости усиления светового пучка в кристалле BSO от ориентационного угла.

*Таким образом, для объяснения экспериментальных результатов к первичному механизму фоторефракции в кристаллах через электрооптический эффект потребовалось добавить вторичный механизм фоторефрактивного эффекта, использующий обратный пьезоэлектрический эффект и фотоупругость, и с 1991 года оба эти механизма были приняты, как равноправные, практически всеми научными центрами, изучающими фоторефракцию.*

В дальнейшем мозырская научная группа изучала зависимости выходных характеристик голограмм, записанных в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах, от толщины

кристаллов, причем кристаллы среза (110) изучались совместно с научной группой профессора Г. фон Балли из Мюнстерского университета (Германия) (например, [21]), а исследования кристаллов среза (111) выполнялись совместно с научной группой профессора К. Рингофера из Оснабрюкского университета (Германия) (например, [22, 23]). Определены значения толщины кристаллов, при которых их практическое использование является неэффективным.

В последние годы интенсивно исследовались характеристики отражательных голограмм, записанных в оптически активных кубических пьезокристаллах (например, [24 – 26]).

Примерно в это же время томская группа выполнила цикл исследований по изучению динамики записи голограмм в кристаллах силленитов в условиях подсветки кристалла лазерным излучением различных длин волн. Результаты таких исследований представлены в монографии [27].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника») и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф10-202).

Рассмотрено развитие экспериментальных и теоретических основ современной голографии в кубических нелинейных фоторефрактивных пьезокристаллах. Показан вклад различных научных школ в становление адекватного теоретического описания экспериментальных результатов.

#### Литература

1. Изванов А.А., Мандель А.Е., Хатьков Н.Д., Шандаров С.М. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах // Автометрия. – 1982. – № 2. – С. 79 – 84.
2. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах // ФТТ. – 1987. – Т. 29, № 10. – С. 3054 – 3058.
3. Шепелевич В.В. Дифракция света на объемных голографических решетках, считываемых при включенной гиротропии // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 6. – С. 1201 – 1203.
4. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. - Минск: Наука и техника, 1976. – 456 с.
5. Бокуть Б.В., Сердюков А.Н. Основы теоретической кристаллооптики. Часть 2. – Гомель.: ГГУ, 1977. – 70 с.
6. Шепелевич В.В. Влияние оптической активности на дифракционную эффективность голограмм и поляризацию дифрагированного света в фоторефрактивных кубических кристаллах // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, № 3. – С. 618 – 619.
7. Барковский Л.М., Федоров Ф.И. Ковариантная форма электрооптического тензора в кристаллах высшей и средних сингоний при векторном взаимодействии // Кристаллография. – 1965. – Т. 10, № 2. – С. 174 – 180.
8. Marrakchi A., Johnson R.V., Tanguay A.R. Polarization properties of photorefractive diffraction in electro-optic and optically active sillenite crystals (Bragg regime) // J. Opt. Soc. Am. – 1986. – V. B3, N 2. – P. 321 – 336.
9. Мандель А.Е., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на считывание голограмм в фоторефрактивных кристаллах // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14, №. 23. – С. 2147 – 2151.
10. Мандель А.Е., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. Влияние пьезоэлектрического эффекта и гиротропии на дифракцию света кубических в фоторефрактивных кристаллах // Опт. и спектр. – 1989. – Т. 67, № 4. – С. 819 – 822.

11. Shepelevich V.V., Shandarov S.M., Mandel A.E. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals // *Ferroelectrics*. – 1990. – V. 110. – P. 235 – 249.
12. Mandel A.E., Shandarov S.M., Shepelevich V.V. Light diffraction by holographic gratings in optically active photorefractive piezocrystals / Topical meeting on photorefractive materials, effects, and devices II. Technical digest. January 17-19, 1990, Aussous (France). – P. 105 – 108.
13. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state // *Ferroelectrics*. – 1979. – Vol. 22. – P. 949 – 960.
14. Волков В.И., Каргин Ю.Ф., Кухтарев Н.В., Привалко А.В., Семенец Т.И., Шандаров С.М., Шепелевич В.В. Влияние фотоупругости на самодифракцию света в электрооптических кристаллах // *Квантовая электроника*. – 1991. – Т. 18, № 10. – С. 1237 – 1240.
15. Günter P., Zgonik M. Clamped-Unclamped electrooptic coefficient dilemma in photorefractive phenomena // *Opt. Lett.* – 1991. – V. 16. – P. 1826 – 1828.
16. Pauliat G., Mathey P., Roosen G. Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect // *J. Opt. Soc. Am.* – 1991. – V. B8. – P. 1942 – 1946.
17. Kukhtarev N.V., Semenets T.I., Hribek P. The influence of photoelasticity on the self-diffraction of light in cubic photorefractive crystals // *Ferroelectrics Lett.* – 1991. – V. 13. – P. 29 – 35.
18. Шепелевич В.В., Егоров Н.Н. Одновременная дифракция двух световых волн в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах // *Письма в ЖТФ*. – 1991. – Т. 17, № 23. – С. 2147 – 2151.
19. Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки // *Опт. и спектр.* – 1991. – Т. 70, № 5. – С. 1068 – 1073.
20. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The physics and applications of photorefractive materials, Oxford: Clarendon Press, 1996. – 493 p.
21. Shepelevich V.V., Egorov N.N., Khomutovskiy P.P., von Bally G., Weber N., Firsov A.A. Optimization of two-wave interaction efficiency in cubic photorefractive sillenite-type crystals with optical rotary power and piezoeffect in diffusion regime // *Ferroelectrics*. – 1999. – V. 75. – P. 289 – 309.
22. Shepelevich V.V., Hu Y., Firsov A., Shamonina E., Ringhofer K.H. Gain optimization with respect to the thickness of a sillenite crystal // *Appl. Phys.* – 1999. – V. B 68. – P. 923 – 929.
23. Shepelevich V.V., Nichiporko S.F., Zagorskiy A.E., Egorov N.N., Hu Yi, Ringhofer K.H., Shamonina E.F., Gaivoronsky V.Ya. Optimization of diffraction efficiency and gain for two-wave mixing in cubic (111)-cut photorefractive piezocrystals // *Ferroelectrics*. – 2002. – V. 266. – P. 305 – 333.
24. Шепелевич В.В., Навныко В.Н., Ничипорко С.Ф., Шандаров С.М., Мандель А.Е. Дифракция световых волн на отражательных голограммах в кубических пьезокристаллах // *Письма в ЖТФ*. – 2003. – Т. 29, № 18. – С. 22 – 28.
25. Навныко В.Н., Шепелевич В.В. Встречное двухволновое взаимодействие на отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных пьезокристаллах произвольного среза // *Письма в ЖТФ*. – 2007. – Т. 33, вып. 17. – С. 16 – 23.
26. Shepelevich V.V., Navnyka V. N. Effect of optical activity and crystal symmetry on maximal diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezocrystals // *Appl. Phys.* – 2009. – V. B95. – P. 459 – 466.
27. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2007. – 242 с.

УДК 535.323-14; 621.378.32

Ю.М. Андреев<sup>1</sup>, В.А. Горобец<sup>2</sup>, В.В. Зуев<sup>1</sup>, Б.Ф. Кунцевич, Г.В. Ланский<sup>1</sup>,  
А.Н. Морозов<sup>1</sup>, К.А. Кох<sup>3</sup>, В.О. Петухов<sup>2</sup>

## **ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ 2-ОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

<sup>1</sup>*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, проспект  
Академический 10/3, 634021 Томск, Россия*

*yuandreev@imces.ru*

<sup>2</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь*

*petukhov@dragon.bas-net.by*

<sup>3</sup>*Институт геологии и минералогии СО РАН, пр-т Коптюга 3, 630090 Новосибирск, Россия*

Расширение спектрального потенциала CO<sub>2</sub>-лазеров в коротковолновую область спектра можно осуществить за счет нелинейного преобразования частоты их излучения в оптических кристаллах, в частности генерации 2-ой гармоники (ГВГ). В этом спектральном диапазоне (4 – 6 мкм) существуют достаточно большие окна прозрачности атмосферы. Многие загрязнители воздуха, в том числе и такие опасные как CO, NO, NO<sub>2</sub>, хорошо детектируются здесь.

Такой подход к расширению спектра генерации достаточно полно изучен и уже давно и успешно используется в видимом, ближнем ИК и в УФ диапазонах. Для среднего же ИК диапазона до сих пор полностью не решена проблема достижения высокого КПД нелинейного преобразования. Это ограничивает применение ГВГ для многих приложений. Поэтому в среднем ИК диапазоне, наряду с созданием более качественных кристаллов, поиском оптимальных (с точки зрения ГВГ) режимов работы лазерных источников актуальна и разработка эффективных схем нелинейного преобразования, в том числе и внутриврезонаторных.

Помещение нелинейного элемента в резонатор лазера, где мощность излучения накачки значительно выше, чем на выходе, привлекательно как для повышения КПД частотного преобразования, так и для возможности обойтись без фокусирующей оптики, которая во многих случаях искажает волновой фронт лазерного излучения. Однако такой подход к нелинейному преобразованию частоты выдвигает определенные требования к лазерной системе и кристаллу. Необходимо иметь кристалл с низким поглощением, уменьшить, так называемые, френелевские потери на его рабочих гранях, решить проблему эффективного вывода излучения 2-ой гармоники из резонатора и т.д. В силу такого рода причин, внутриврезонаторная ГВГ не получила должного распространения. Особенно это касается лазеров среднего ИК диапазона, и, в частности, CO<sub>2</sub>-лазеров, у которых усиление сравнительно мало и сложно избежать вредных потерь. К началу наших исследований для среднего ИК диапазона была известна только одна работа по внутриврезонаторной ГВГ, в которой американские исследователи помещали в

резонатор ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера уникальный кристалл  $\text{Ti}_3\text{AsSe}_3$  с очень низким поглощением ( $<0,01\text{см}^{-1}$ ). Он имел сравнительно большие (по кристалльным меркам) размеры ( $\ell=3,7$ ;  $D=2,5$  см).

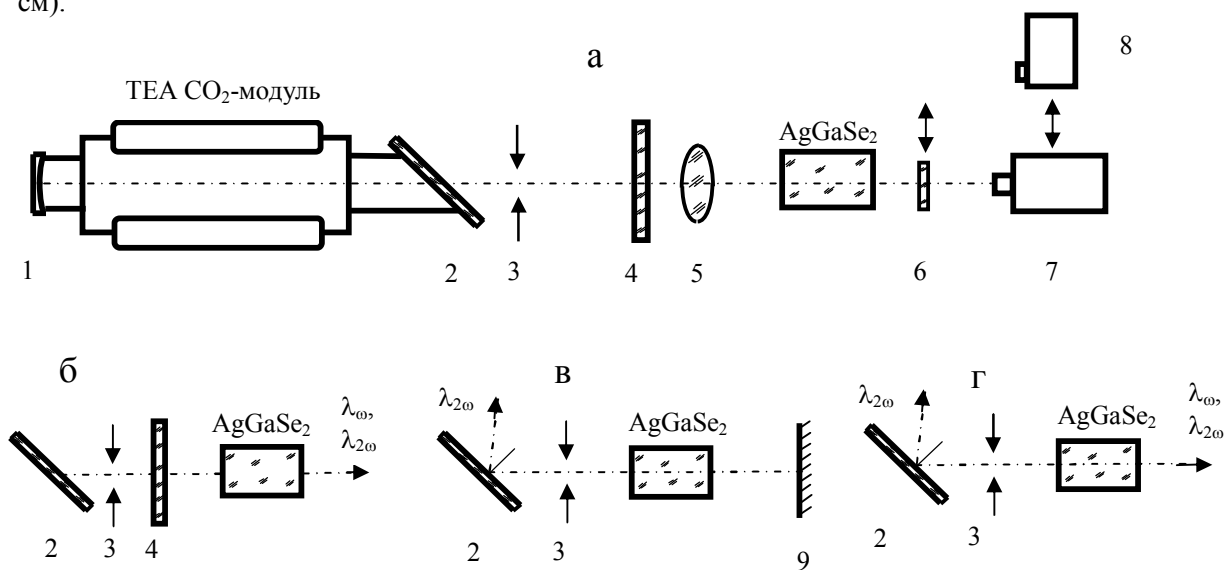


Рис. 1. Базовая блок-схема (а) и разновидности исследованных схем (б, в, г). 1—глухое зеркало ( $R=2,5$  м); 2 — окно под углом Брюстера; 3 — диафрагма ( $\varnothing 8,5$  мм); 4 — выходное зеркало (Ge-эталон); 5 — линза ( $F=12$  см); 6 — пластина из LiF; 7, 8 — фотоприемники; 9 — глухое зеркало ( $R=\infty$ ).

Несмотря на это, внутренний КПД такой системы достигал всего лишь 2,6%. С целью достижения высокой эффективности ГВГ, причем в более доступных кристаллах небольших размеров (а поэтому сравнительно дешевых), нами был проведен комплекс исследований. В результате было реализовано несколько оптических схем, в том числе и внутррезонаторных, для ГВГ в двух типах  $\text{CO}_2$ -лазеров – ТЕА и низкого давления с продольным разрядом.

В экспериментах использовались образцы монокристаллов  $\text{AgGaSe}_2$  с сечением  $12 \times 10$  мм ( $\ell=14$  мм) для ТЕА системы и  $3,5 \times 8,5$  мм ( $\ell=17$  мм) для лазера низкого давления с продольным разрядом, рабочие грани которых имели обычную механическую полировку и не просветлялись. Высокая параллельность граней ( $\sim 5''$ ) обеспечивала их работу как эталонов Фабри-Перо. Рабочая часть кристаллов имела коэффициент поглощения  $<0,015 \text{ см}^{-1}$ .

**ГВГ для ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера.** Эксперименты проводились с обычным ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазером. Был оптимизирован состав активной среды применительно к ГВГ ( $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=7:1:25$  при давлении 1 атм. и напряжении на накопительной емкости 24 кВ). В этом случае выходная энергия лазера составляла 0,4 Дж, а пиковая мощность  $\sim 2$  МВт. Диаметр светового пучка  $\sim 7$  мм. Для выделения излучения 2-ой гармоники применялась пластина из LiF. Энергия определялась измерителем ИКТ-1Н, а форма импульсов и пиковая мощность фотоприемниками ФПУ-500 и ФСГ-22А (Ge:Аu) с временным разрешением не хуже 50 нс. Базовая блок-схема

эксперимента с широко распространенной классической схемой фокусировки излучения на кристалл приведена на рис. 1,а. На рис. 1,б-г показаны некоторые разновидности исследованных нами оптических схем. Вначале исследовалась схема без фокусировки. Параметры близки к классической схеме. Плотность поля накачки почти одинакова. Далее была исследована внутриврезонаторная схема ГВГ рис. 1в. При этом полупрозрачное зеркало 4 заменялось полностью отражающим зеркалом 9. Вывод излучения 2-ой гармоники осуществлялся через брюстеровское окно ТЕА-модуля, так как его плоскость поляризации ортогональна плоскости поляризации излучения накачки. Важная особенность такой оптической схемы — использование нелинейного элемента в виде эталона Фабри-Перо. Это позволяет не просветлять рабочие поверхности кристалла, что существенно упрощает технологию его изготовления. Однако при этом требуется подстройка с помощью термостата длины кристалла, чтобы исключить френелевские потери на его рабочих гранях. В этой схеме была получена импульсная энергия 2-ой гармоники 22 мДж. При этом плотность излучения накачки была одинаковой с предыдущей схемой. Коэффициент отражения брюстеровского окна из Ge для излучения 2-ой гармоники составляет ~ 90%.

Наиболее эффективная ГВГ была получена при использовании кристалла в качестве нелинейного выходного зеркала (рис. 2г) т. е. образец из  $\text{AgGaSe}_2$  выполнял сразу две функции – выходного зеркала лазера и нелинейного удвоителя частоты излучения. За счет сравнительно большого показателя преломления коэффициент отражения (55%) такого выходного зеркала близок к оптимальному для данного типа ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазеров. В этой оригинальной схеме нам удалось получить выходную энергию ГВГ 52 мДж, что является рекордом для малых кристаллов. При этом КПД преобразования – 15% по энергии и более 60% по пиковой мощности.

**ГВГ для  $\text{CO}_2$ -лазера низкого давления.** Для  $\text{CO}_2$ -лазеров низкого давления с продольным разрядом, крайне трудно получить эффективное частотное преобразование излучения в нелинейных кристаллах, так как их выходная мощность на много порядков меньше пиковой мощности, достигаемой в ТЕА  $\text{CO}_2$ -системах. Поэтому для данного типа лазеров еще более заманчиво помещение кристалла в резонатор. Но реализовать это гораздо сложнее. У непрерывных систем существенно меньше усиление и намного сложнее исключить ограничивающие генерацию потери. Поэтому таких исследований ранее не проводилось. Появление кристаллов с низким коэффициентом поглощения позволила нам подойти к решению данной проблемы. В экспериментах использовался типичный  $\text{CO}_2$ -лазер с длиной разрядной трубки ~ 1 м, которая могла работать в двух режимах питания – непрерывном и импульсно-периодическом.

С целью оптимизации различных схем были проведены расчеты оптических элементов с использованием специализированной программы «Opal-PC», способной учитывать пространственную конфигурацию схемы. Математический аппарат данной программы позволяет рассчитывать ход лучей через преломляющие и отражающие поверхности с учетом показателя преломления всех расположенных в резонаторе сред. На основе таких расчетов и компьютерного моделирования были найдены оптимальные радиуса дополнительных зеркал и расстояния между оптическими элементами резонатора.

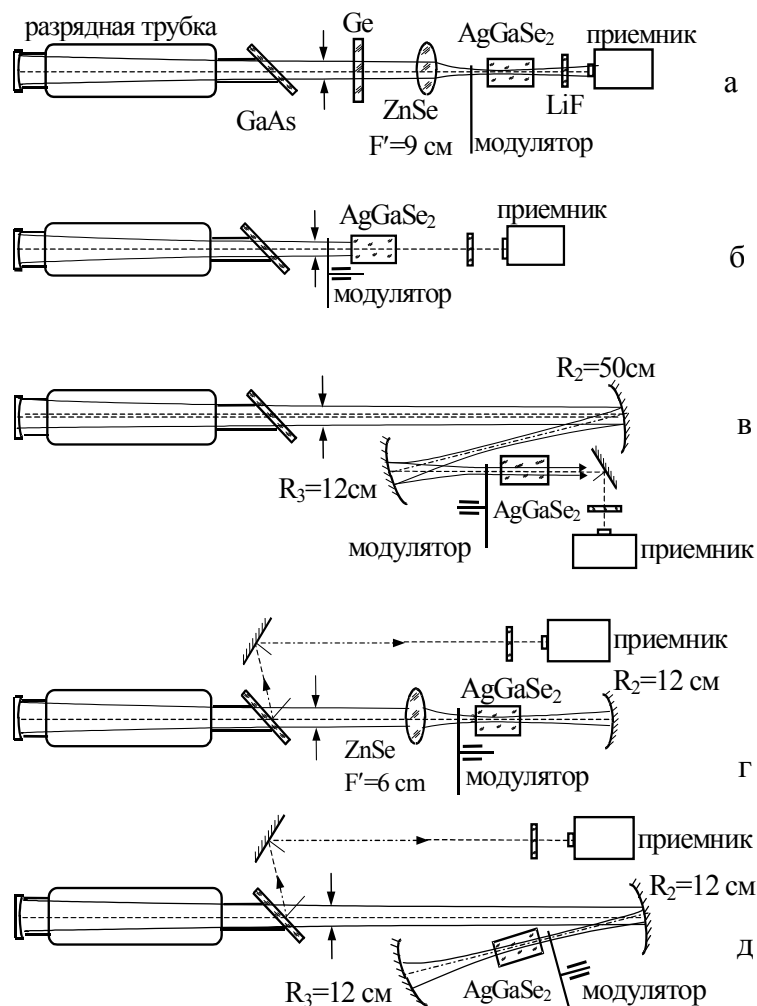


Рис. 2. Схемы ГВГ для  $\text{CO}_2$ -лазера низкого давления. Рис. 2а – классическая схема с фокусирующей оптикой. Рис. 2 б-д – разработанные и исследуемые схемы

При этом была обеспечена параллельность пучка накачки в кристалле. Эксперименты показали, что для данного типа лазеров использование кристалла как нелинейного зеркала – не эффективно (рис. 2,б). КПД для схемы с нелинейным зеркалом при сужении пучка (рис. 2,в) близко к КПД достигаемому для классической схемы –  $\sim 0,1\%$  при непрерывном питании трубки и  $\sim 1\%$  при импульсном питании. Наиболее эффективна схем с линзой (рис. 2,г). Для нее достигнута мощность 2-ой гармоники 150 мВт при непрерывном питании и несколько Ватт для импульсного питания. КПД преобразования — 2-3%.

Реализовано несколько оптических схем, в том числе и внутррезонаторных, для эффективной ГВГ в двух типах  $\text{CO}_2$ -лазеров – ТЕА и низкого давления с продольным разрядом. Впервые предложено использовать кристалл в качестве нелинейного выходного зеркала ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера. Для этой оригинальной схемы получена выходная энергия ГВГ 52 мДж, что является рекордом для малых кристаллов. При этом КПД преобразования достигал  $\sim 15\%$  по энергии и более 60% по пиковой мощности.



## СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛАМИ ТЕТРАБЕНЗОПОРФИНА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МАТРИЦЕ АЗОТА

<sup>1</sup> Белорусский государственный аграрный технический университет,  
проспект Независимости, 99, 220023 Минск, Беларусь  
arabei.chemistry@batu.edu.by

<sup>2</sup> Institut des Sciences Moléculaires d'Orsay, CNRS/Université Paris-Sud 11, Orsay, France

<sup>3</sup> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud 11, Orsay, France

<sup>4</sup> Department of Chemistry, National University of Ireland, Maynooth, Ireland

Разработка твердотельных активных сред на основе красителей является одной из актуальных проблем современных наукоемких технологий. Она стимулируется, прежде всего, необходимостью создания лазеров микронных размеров. Проблема миниатюризации твердотельных лазерных элементов усиливает интерес к изучению спектральных и кинетических характеристик спонтанного и вынужденного излучения тонкопленочных материалов, окрашенных многоатомными молекулами. В данной работе представлены результаты спектральных исследований молекул свободного основания тетрабензопорфина ( $H_2TBП$ ), внедренных в тонкопленочную матрицу молекулярного азота ( $N_2$ ) при низкой температуре (8 К).

Низкотемпературный спектр поглощения  $H_2TBП/N_2$  претерпевает заметные изменения по сравнению со спектром раствора (рис. 1). Полосы поглощения  $H_2TBП/N_2$  гипсохромно смещаются на  $\sim 10$  нм, свидетельствуя об ослаблении взаимодействия примесных молекул с матричным окружением  $N_2$ , а полуширины спектральных полос уменьшаются в  $\sim 3,5$  раза.

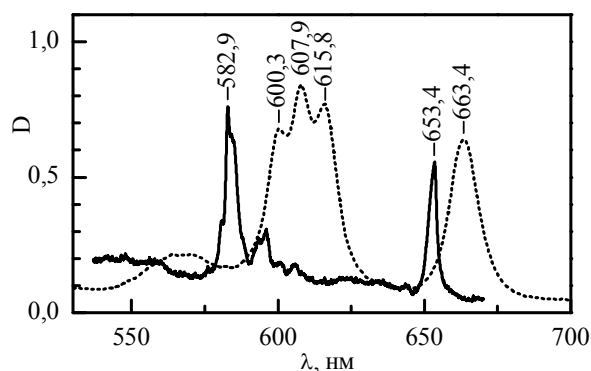


Рис. 1. Спектры поглощения  $H_2TBП$  в пиридине (пунктир) при 293 К и матрице  $N_2$  при 8 К.

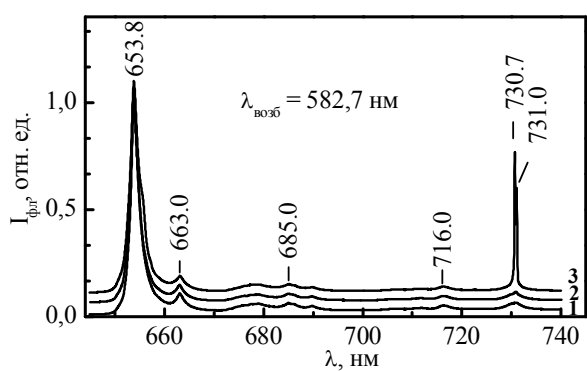


Рис. 2. Спектры флуоресценции и стимулированного излучения молекулами  $H_2TBП/N_2$  при 8 К ( $\lambda_{\text{возб}} = 582,7$  нм;  $P_{\text{возб}} \approx 10$  (1), 30 (2) и 100 (3) мВт).

При возбуждении в области  $Q_y$ -полосы поглощения ( $\lambda_{\text{возб}} = 582,7$  нм,  $P_{\text{возб}} \approx 10$  мВт), спектр флуоресценции  $H_2TBП/N_2$  при 8 К имеет вид, изображенный на рис. 2 (кривая 1):

интенсивная полоса чисто электронного  $S_1 \rightarrow S_0$ -перехода при 653,8 нм и слабоинтенсивные полосы, соответствующие вибронным переходам (область 660-740 нм). При увеличении мощности импульсного лазерного возбуждения ( $P_{\text{возб}} \approx 30$  и 100 мВт) в области вибронной полосы спектра флуоресценции при  $\sim 730$  нм появляются две интенсивные линии при 730,7 и 731,0 нм (рис. 2, кривые 2 и 3). Обращает внимание резкое сужение этих линий (до  $\sim 5 \text{ см}^{-1}$ ) и зависимость их относительных интенсивностей от мощности лазерного возбуждения. Изменение длины волны лазерного возбуждения в области 579-587 нм не приводит к появлению новых интенсивных линий в наблюдаемом спектре. Следуя выводам [1] можно сделать заключение, что излучение при 730 нм усиливается, когда интенсивность возбуждающего света превышает некоторую величину. В этой ситуации достигается инверсия населенности между  $Q_x(0-0)$ -уровнем и вибронным подуровнем  $S_0$ -состояния, и как результат, к спонтанному флуоресцентному излучению добавляется стимулированное излучение (СИ). Возникновение СИ связано, вероятнее всего, с тем, что для отдельных типов примесных центров скорость интеркомбинационных переходов меньше скорости релаксации триплетного состояния. Возможна и/или другая причина – в условиях кратковременного импульсного лазерного возбуждения (наносекундная длительность) скоростью (вероятностью) интеркомбинационных синглет-триплетных переходов можно пренебречь. В обоих случаях триплетное состояние, как «ловушка» возбужденных молекул, будет играть малую роль, что благоприятствует реализации инверсной населенности в системе синглетных уровней.

Для детального исследования условий возникновения СИ молекулами  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  изучены его спектры возбуждения в области  $Q_y$ -полосы при 8 К, которые представлены на рис. 3а (кривая 1 –  $\lambda_{\text{рег}} = 730,7$  нм, кривая 2 –  $\lambda_{\text{рег}} = 731,0$  нм). Для сравнения на рис. 3а (кривая 3) изображен спектр поглощения  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  при 8 К. Анализ спектров обнаруживает две особенности. Во-первых, контуры полос в спектрах возбуждения СИ при регистрации излучения в каждой из двух наблюдаемых компонент, практически идентичны и их спектральное смещение друг относительно друга ничтожно мало. Во-вторых, максимумы полос в спектрах возбуждения СИ не совпадают с максимумом спектра поглощения при 582,9 нм. Кроме того, интенсивность СИ при 730,7 нм выше интенсивности СИ при 731,0 нм практически при всех  $\lambda_{\text{возб}}$  в анализируемой области спектра поглощения. Для объяснения наблюдаемых особенностей спектров возбуждения СИ, необходимо изучить параметры многих фотофизических процессов в системе электронных и электронно-колебательных уровней  $Q_x$ - и  $Q_y$ -состояний, между которыми имеет место квантово-механическое взаимодействие [2].

При импульсном лазерном возбуждении в  $Q_x$ -полосу поглощения  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  также наблюдается СИ на вибронных переходах в области 730 нм спектра (рис. 4). Однако, в отличие от случая возбуждения в  $Q_y$ -полосу, имеет место зависимость числа компонент СИ от длины

волны возбуждающего света. Так при  $\lambda_{\text{возб}} = 652,7$  нм и постепенном увеличении мощности до  $P_{\text{возб}} \approx 100$  мВт в спектре СИ последовательно появляются три компоненты при 731,1, 730,7 и 730,0 нм соответственно (рис. 4а, кривые 2 и 3). И, наоборот, при  $\lambda_{\text{возб}} = 654,0$  нм в спектре СИ наблюдается только одна компонента при 731,1 нм независимо от  $P_{\text{возб}}$  (рис.4б, кривые 2 и 3).

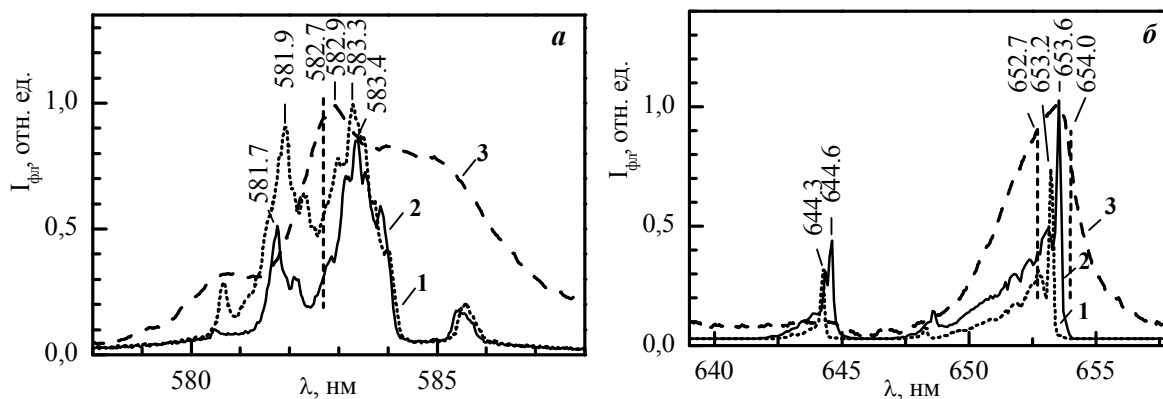


Рис. 3. Спектры возбуждения СИ (1,2) и поглощения (3)  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  для  $\text{S}_2 \leftarrow \text{S}_0^-$  (а) и  $\text{S}_1 \leftarrow \text{S}_0^-$  перехода (б) при 8 К. а)  $\lambda_{\text{рег}} = 730,7$  нм (1) и 731,0 нм (2); б)  $\lambda_{\text{рег}} = 730,7$  нм (1) и 731,1 нм (2).

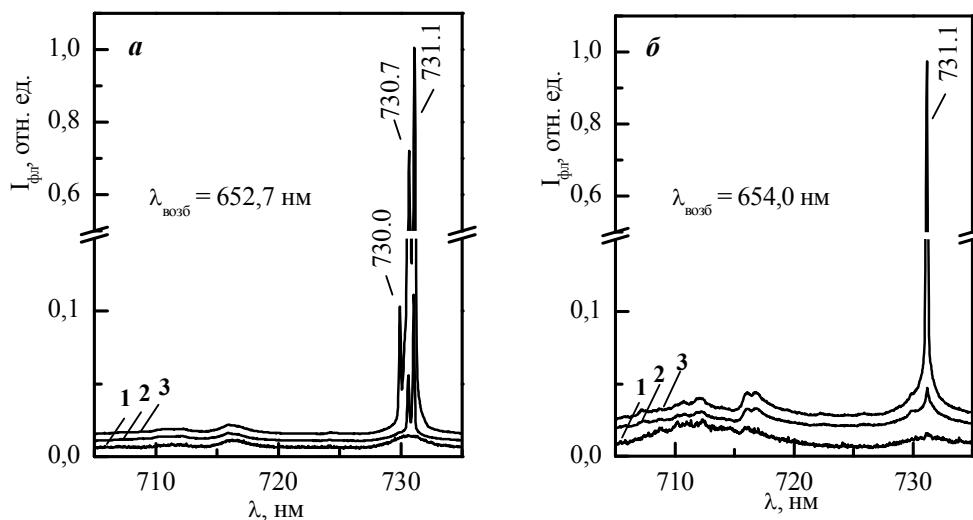


Рис. 4. Спектры флуоресценции (1) и СИ (2,3)  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  при 8 К ( $\lambda_{\text{возб}} = 652,7$  нм (а) и 654,0 нм (б);  $P_{\text{возб}} \approx 10$  (1), 30 (2) и 100 (3) мВт).

Объяснение наблюдаемым зависимостям дают спектры возбуждения СИ молекулами  $\text{H}_2\text{TBP}$  в области  $\text{Q}_x$ -полосы поглощения (рис. 3б), из которого видно, как диффузная  $\text{Q}_x$ -полоса поглощения  $\text{H}_2\text{TBP}/\text{N}_2$  при 8 К (кривая 3) трансформируется в высокоструктурированную полосу возбуждения СИ, показывая, что при  $\lambda_{\text{рег}} = 731,1$  нм (регистрация свечения в длинноволновой компоненте СИ) в спектре возбуждения СИ возникает узкая линия с  $\lambda_{\text{max}} = 653,6$  нм, сопровождаемая с коротковолновой стороны широкой структурированной полосой (кривая 2). Такая форма спектра возбуждения СИ соответствует узкой бесфонной

линии (БФЛ) возбуждения (поглощения) и широкому коротковолновому фононному крылу (ФК). Аналогичный характер спектра наблюдается при регистрации СИ в другой компоненте ( $\lambda_{\text{рег}} = 730,7$  нм), для которого имеет место незначительное гипсохромное смещение (кривая 1). Наблюдаемые спектры возбуждения СИ объясняют зависимость компонентного состава СИ от  $\lambda_{\text{возб}}$ : возбуждение на коротковолновом склоне  $Q_x$ -полосы реализует одновременное возбуждение как «красных» (через их ФК), так и «синих» типов примесных центров, тогда как длинноволновое возбуждение затрагивает только один «красный» тип примесных центров (возбуждение через их БФЛ). Полученные спектры возбуждения СИ показывают (рис. 3б), что СИ наблюдается не только при возбуждении в  $Q_x(0-0)$ -полосу чисто электронного перехода, но и в вибронную  $Q_x(0-1)$ -полосу при  $\sim 644$  нм. Анализ спектральных данных свидетельствует о том, что процесс СИ молекулами  $H_2TBP$  реализуется при переходе между  $Q_x(0-0)$ -уровнем и электронно-колебательным подуровнем с энергией  $\sim 1620$   $cm^{-1}$   $S_0$ -состояния. Этот энергетический подуровень соответствует валентным  $C_aC_m$  колебаниям метиновых мостиков  $A_g$ -симметрии [3].

На основании выполненных исследований можно ожидать проявление СИ молекулами  $H_2TBP$  и в других твердотельных матрицах, которые способны обеспечить снятие неоднородного уширения спектральных полос, например, матрицах Шпольского. Полученные результаты показывают, что по сравнению со спектрами возбуждения флуоресценции, зарегистрированные спектры возбуждения СИ имеют высокое спектральное разрешение полос и могут быть использованы для детального исследования спектральных свойств тетрапиррольных молекул.

Работа выполнена при частичных финансовых поддержках БРФФИ – проект Ф09Ф-001 и НЦНИ (Франция) – проект n°23181.

При наносекундном импульсном лазерном возбуждении свободного основания тетрабензопорфина в матрице молекулярного азота при 8 К, одновременно с наблюдаемым тонкоструктурным спектром флуоресценции, имеет место существенное увеличение интенсивности одной или нескольких вибронных линий излучения по мере роста энергии лазерного импульса. Обнаруженное монохроматическое интенсивное излучение обладает характеристиками стимулированного излучения, которое реализуется в результате перехода с чисто электронного  $S_1$ -уровня на вибронный подуровень  $S_0$ -состояния, соответствующий возбуждению валентных C–C колебаний метиновых мостиков тетрапиррола.

#### Литература

1. Amplified emission of phthalocyanine isolated in cryogenic matrices / N.Dozova [et al.] // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2008. – Vol.10. – P.2167–2174.
2. Арабей С.М., Кузьмицкий В.А., Соловьев К.Н. Проявление вибронного аналога резонанса Ферми в квазилинейчатых спектрах порфиринов: Эксперимент и теоретический анализ // Оптика и спектроскопия. – 2007. – Т.102, №5. – С.757–769.
3. Анализ электронно-колебательных спектров тетрабензопорфина на основе расчета нормальных колебаний / С.Ф. Шкирман [и др.] // ЖПС. – 1999. – Т.66, №3. – С.375–382.

**ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЕРХБЫСТРОГО ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОГО  
МОДУЛЯТОРА НА 1,5 МКМ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072  
Минск, Беларусь  
ermolenko@imaph.bas-net.by*

В настоящее время идея замены металлических проводов оптоволоконными линиями связи стала реальностью для больших расстояний и с каждым днем все глубже проникает в сектор средних и коротких дистанций. На сегодняшний день не стоит вопрос десятилетней давности: «следует ли использовать свет для передачи данных внутри компьютера?» [1] Сейчас развитие компьютерной техники достигло того, что сопротивление и емкость проводов и искажение сигнала в них стали теми факторами, из-за которых дальнейшее увеличение производительности компьютеров сильно затруднено. В этой связи, актуальным стал вопрос: когда же появятся оптические соединения между и в чипах? [2] Но на пути к оптической передаче данных внутри чипа или компьютера стоит ряд принципиальных проблем: создание миниатюрных лазерных источников, эффективных детекторов и оптических модуляторов.

К настоящему времени проблеме создания сверхбыстрого оптического модулятора посвящено множество работ [3-9], в которых предлагается использовать электрооптические и полностью оптические механизмы функционирования. Но из-за высоких энергетических потерь, сложности их интеграции в существующие электронные микросхемы и производства ни одно из этих устройств не нашло широкого применения. В данной статье представлена работа по оптимизации эффективности одного из перспективных типов модуляторов [10].

В основе принципа действия рассматриваемого модулятора лежит идея использования плотной электронно-дырочной плазмы для изменения оптических свойств (отражения/пропускания) брэгговского отражателя. Электронно-дырочная плазма, обладая собственной диэлектрической проницаемостью, вносит вклад в показатель преломления подрешетки многослойной структуры, в которой она генерируется. Изменение показателя преломления одной из подрешеток приводит к изменению отражения/пропускания всей структуры за счет перераспределения электромагнитного поля внутри, т.е. из-за нарушения условий интерференции.

Эффективность такого типа модулятора зависит от того, насколько сильного изменения спектров отражения/пропускания многослойной структуры можно добиться при малом изменении показателя преломления одной из подрешеток. Таким образом, предметом оптимизации является топология слоев в многослойной структуре. Для моделирования использованы данные из работы [10]. В качестве материалов для оптического модулятора использованы GaAs и  $Al_xO_y$ . Так как данные материалы обладают большой разницей

показателей преломления, то многослойная структура может содержать меньшее количество слоев, по сравнению со структурой, состоящей из слоев с малой разницей показателей преломления. Малое количество слоев является технологически более предпочтительным. Нелинейным материалом в таких структурах является GaAs, характерное полученное в работе [10] время нелинейного отклика составляет 3 пс, что, по-видимому, позволяет обеспечить пропускную способность модулятора до сотен гигагерц.

В работе рассмотрены следующие структуры: брэгговское зеркало (рис. 1(а)), связанные резонаторы (рис. 1(б)), интерферометр Фабри-Перо с нелинейными зеркалами (рис. 1(в)) и нелинейный интерферометр Фабри-Перо (рис. 1(г)). Толщина слоев определяется из четвертьволнового условия для длины волны 1,55 мкм ( $n(\text{GaAs})=3.35$ ,  $n(\text{Al}_x\text{O}_y)=1.71$ ). Все структуры состоят из шестнадцати слоев (в случае связанных резонаторов семнадцать слоев). Спектры отражения данных структур были рассчитаны методом передаточной матрицы и представлены на рис. 1 (верхние панели, сплошная линия). Для расчета спектров отражения предполагалось, что изменение показателя преломления составляет  $-0,1$  во всем рассматриваемом спектральном диапазоне и показатель преломления во всех слоях GaAs изменяется одинаково, т.е. осуществляется равномерное возбуждение электронно-дырочной плазмы во всех слоях. Полученные спектры отражения при «включенном» состоянии модулятора представлены на рис. 1 (верхние панели, пунктирная линия).

Как видно из рис. 1 все структуры обладают пиком пропускания близким к 100%. При возбуждении спектр отражения сдвигаются в более коротковолновую спектральную область. Несмотря на то, что возбуждение структур должно нарушать интерференционные условия, в спектрах возбужденных структур также наблюдаются полосы с пропусканием близким к 100%. Следует ожидать, что максимальное изменение отражения может наблюдаться у структур с узкой полосой пропускания и большим сдвигом спектра.

На рис. 1 (нижние панели) представлены изменения спектра отражения. Как видно из данного рисунка, эффективное переключение, изменение пропускания на 100% наблюдается в двух случаях: нелинейный интерферометр Фабри-Перо (рис. 1(г)) и интерферометр Фабри-Перо с нелинейными зеркалами (рис. 1(в)). В случаях брэгговского зеркала (рис. 1(а)) и связанных резонаторов (рис. 1(б)) из-за большой ширины полос пропускания и малого сдвига спектра глубина модуляции оказалась значительно меньшей 100%.

На рис. 2 представлено распределение электрического поля внутри структуры в зависимости от глубины структуры. Из данных графиков видно, что максимальная концентрация поля и его изменение достигается в интерферометре Фабри-Перо с нелинейными зеркалами (рис. 2 (в)). Именно этим фактом и обусловлена высокая эффективность модуляции данной структуры. Помимо высокой степени модуляции к достоинствам данной схемы можно отнести и узкую полосу пропускания, что позволяет использовать модулятор с данной топологией в многоканальных линиях передачи данных для селективного управления одним из каналов.

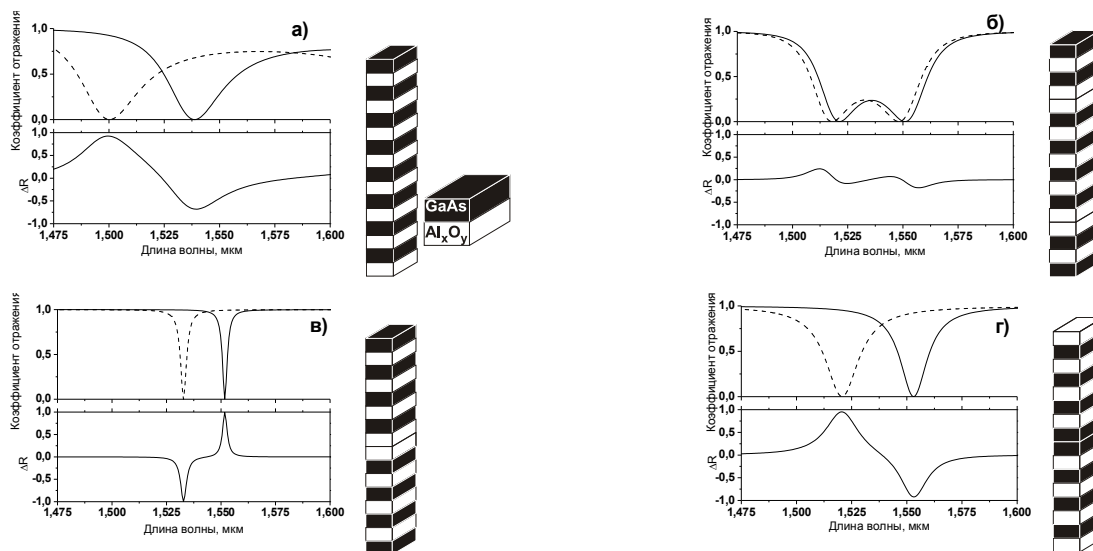


Рис. 1. Спектры отражения структур в «выключенном» (сплошная) и «включенном» (пунктирная) состояниях модулятора (верхние панели) и дифференциальные спектры отражения (нижняя панель).

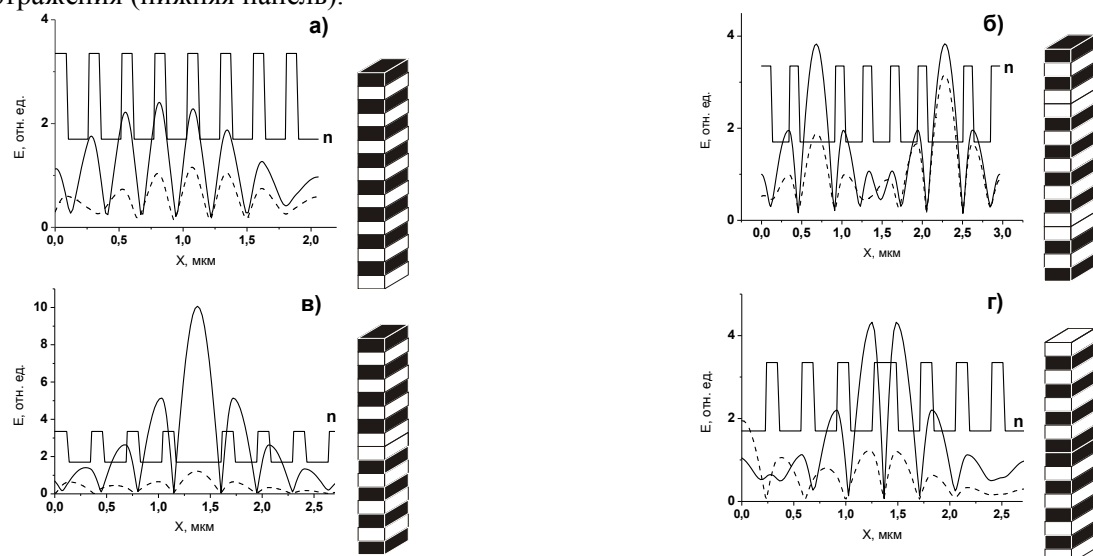


Рис. 2. Распределение поля внутри структуры в «выключенном» (сплошная) и «включенном» (пунктирная) состояниях модулятора

Чтобы проверить эффективность модулятора с топологией слоев «интерферометр Фабри-Перо с нелинейными зеркалами» при условиях возбуждения близким к реальным, было проведено моделирование с неравномерным возбуждением слоев модулятора. Интенсивность падающего света выбиралась таким образом, что изменения показателя преломления, вызванные генерируемой в результате поглощения электронно-дырочной плазмой, составляли  $-0,1$ . Следует отметить, что интенсивность света в данном случае меньше, чем в случае равномерного возбуждения всех слоев. Изменение показателя преломления в остальных слоях рассчитывалось из теории Друде, исходя из поглощенной интенсивности, рассчитываемой по закону Бугера. Результаты моделирования представлены на рис. 3.

Смещение полосы пропускания в случае неравномерного возбуждения оказалось меньшим, чем при равномерном (рис. 3), однако изменение пропускания на длине волны 1,55 мкм осталось близким к 100%. Из рис. 4 видно, что неравномерное возбуждение более значительно снижает концентрацию поля внутри центральных слоев, что означает большее нарушение условий интерференции. Таким образом, неравномерность возбуждения структуры практически не влияет на глубину модуляции пропускания.

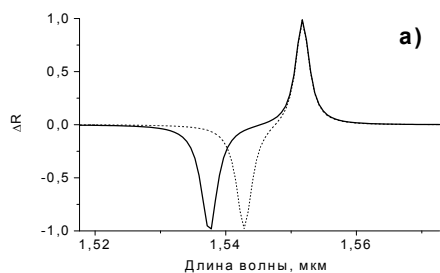


Рис. 3. Спектры отражения при равномерном (сплошная) и неравномерном (пунктирная) возбуждении слоев модулятора

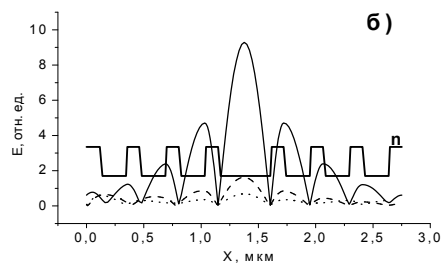


Рис. 4. Распределение поля внутри структуры в «выключенном» состоянии (сплошная), при равномерном (пунктирная) и неравномерном (штрихпунктирная) возбуждении слоев модулятора

**Выводы.** С помощью численного моделирования в работе произведен поиск оптимальной структуры сверхбыстрого полностью оптического модулятора с большой глубиной модуляции. На примере многослойных структур, содержащих четвертьволновые слои GaAs и  $Al_xO_y$ , показано, что, при прочих равных, конфигурация модулятора «Фарби-Перо с нелинейными зеркалами» имеет, наряду с «нелинейным интерферометром Фабри-Перо», наибольшую глубину модуляции в сравнении с другими предложенными топологиями модуляторов, но позволяет модулировать излучение в более узком спектральном диапазоне, что позволит в заданном диапазоне частот увеличить количество передаваемой информации.

С помощью численного моделирования в работе произведен поиск оптимальной структуры сверхбыстрого полностью оптического модулятора с большой глубиной модуляции. На примере многослойных структур, содержащих четвертьволновые слои GaAs и  $Al_xO_y$ , показано, что, при прочих равных, конфигурация модулятора «Фарби-Перо с нелинейными зеркалами» имеет наибольшую глубину модуляции и позволяет модулировать излучение в более узком спектральном диапазоне.

#### Литература

1. D. A. B. Miller // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 2000, 6 (6), P. 1312-1317.
2. S. Laval et al “New interconnect schemes: end of copper, optical interconnects?” // Pan Stanford Publishing, 2009
3. V.R. Almeida, Q. Xu, M. Lipson // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. № 18. P. 2403–2405.
4. Delphine Marris-Morini, et al // Proc. of the IEEE 2009, 97, #7, P. 1199 – 1215.
5. A.Y. Elezzabi, Z. Han, S. Sederberg, V. Van // Opt. Express 2009, 17, #13, P. 11045–11056.
6. .S. Jacobsen , K.N. Andersen, P.I. Borel et al. // Nature. 2006. 441. P. 199–202..
7. A. Liu, R. Jones, L. Liao et al // Nature. 2004. 427. P. 615.
8. X. Yang, A.K. Mishra, D. Lenstra et al // Opt. Comm. 2004. Vol. 236. P. 329–334.
9. B.S. Song, S. Noda, and T. Asano // Science. 2003. Vol. 300. P. 1537.
10. M.V Ermolenko, O.V.Buganov et al // Applied Physics Letters, 2010, v.97, 073113.



УДК 535:530.182+537.311.33

В.В. Станкевич<sup>1</sup>, М.В. Ермоленко<sup>1</sup>, О.В. Буганов<sup>1</sup>, С.А. Тихомиров<sup>1</sup>, С.В. Гапоненко<sup>1</sup>,  
П.И. Кузнецов<sup>2</sup>

**ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА  
ОТ ТОЛЩИНЫ НЕЛИНЕЙНОГО СЛОЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ  
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ZnSe/ZnS**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова, пр. Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь  
stan77@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Институт радиотехники и электроники, Российской Академии наук. Введенского 1,  
141190 Фрязино, Московская область*

Изучение сверхбыстрых процессов в полупроводниковых соединениях является актуальной задачей, как с научной, так и с практической точки зрения. Понимание процессов, протекающих в полупроводнике при взаимодействии с ультракороткими лазерными импульсами, позволяет создавать сверхбыстрые оптические устройства, которые могут найти многочисленные применения в области лазерной техники и телекоммуникаций.

Структуры ZnSe/ZnS, исследованные в данной работе, были получены методом химического газофазного осаждения из элементоорганических соединений [1]. При выращивании гетероструктур толщины отдельных слоев задавались скоростями роста. После окончания процесса роста, образец наклеивался на кварцевое стекло, а GaAs удалялся с помощью химического травления. Было исследовано пропускание трех образцов, имеющих различную толщину слоев селенида цинка: (70 нм, 65 нм и 53 нм).

Измерения проводились с использованием фемтосекундного спектрометра, в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов на Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [3], синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd:YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью, а также регенеративный усилитель. Данная система позволяет получать с частотой 10 Гц перестраиваемые в спектральном диапазоне 760–820 нм импульсы длительностью  $\tau = 150$  фс и энергией до 1 мДж. Спектры импульсов для каждой лазерной вспышки регистрируются и обрабатываются системой на основе полихроматора, ПСЗ-матрицы и микропроцессора. Возбуждение осуществлялось на длине волны 390 нм, энергия в импульсе возбуждения при исследовании каждого образца составляла  $\sim 5$  мкДж.

В работах [3, 4] было показано, что возбуждение многослойных гетероструктур ZnSe/ZnS лазерными импульсами ультракороткой длительности приводит к значительному смещению спектра отражения в коротковолновую область спектра, причем нелинейные изменения происходят во всем регистрируемом диапазоне длин волн от 400 до 900 нм. Время, за которое происходила полная релаксация наведенных изменений, составляло  $\sim 3$  пс.

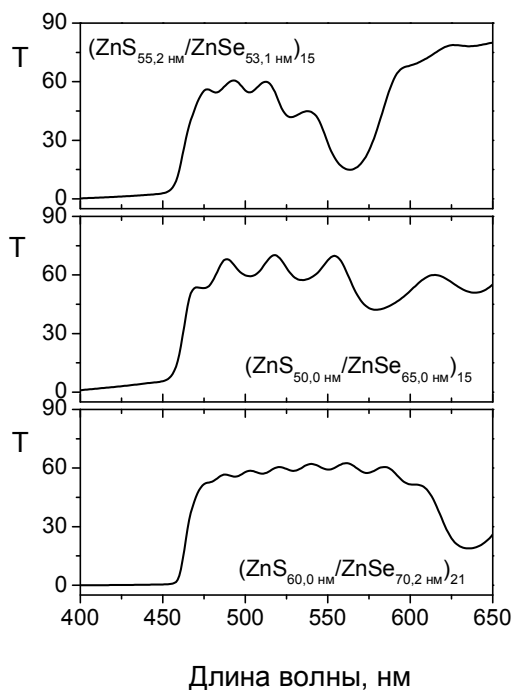


Рисунок 1 – Спектры пропускания много-слойных гетероструктур с различной толщиной слоев составляющих структуру.

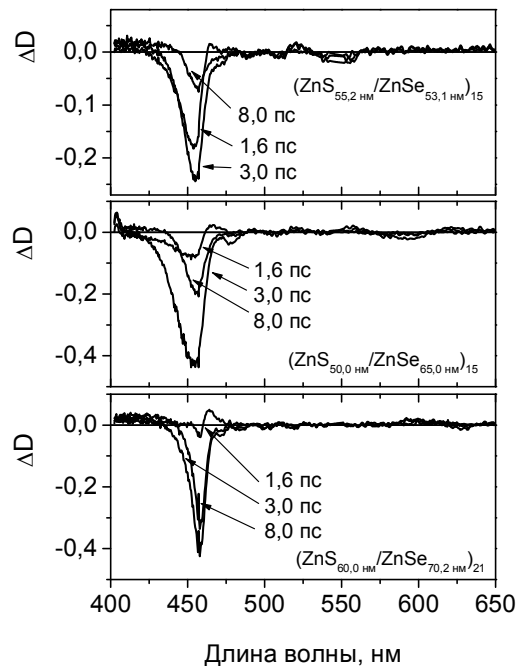


Рисунок 2 – Спектры относительного изменения оптической плотности многослойных гетероструктур при возбуждении лазерными импульсами ультракороткой длительности.

В данной работе приведены результаты исследования изменений в спектре пропускания многослойных гетероструктур при взаимодействии с ультракороткими лазерными импульсами. На рисунке 1 приведены спектры пропускания исследуемых образцов, они различаются положением брэгговского максимума, которое определяется толщиной входящих в структуру компонентов. Рисунок 2 демонстрирует изменение оптической плотности многослойных гетероструктур при взаимодействии с лазерными импульсами ультракороткой длительности для различных значений задержки регистрации относительно момента возбуждения. Основные изменения для всех образцов наблюдаются в области 450 нм, вблизи края фундаментального поглощения селенида цинка. Видно, что характер изменений практически идентичен, независимо от параметра образца.

Однако наиболее интересные результаты демонстрирует анализ кинетик релаксации наведенного поглощения. На рисунке 3 приведены нормированные зависимости значения наведенного поглощения для длины волны зондирования 460 нм. Видно, что кинетики для различных образцов заметно отличаются друг от друга.

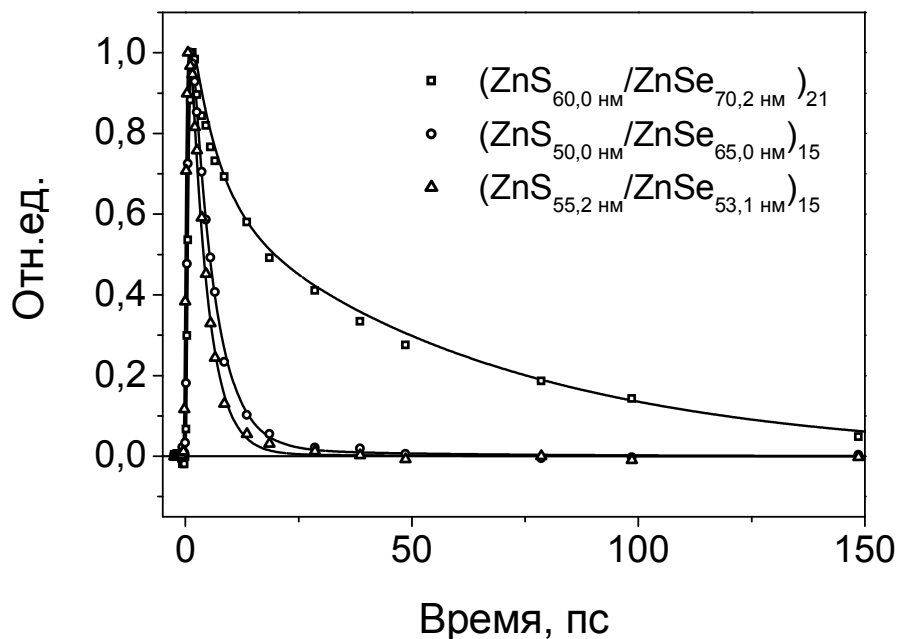


Рисунок 3 – Нормированные зависимости изменения значения наведенного поглощения от времени задержки относительно возбуждающего импульса для гетероструктур ZnS/ZnSe, различающихся толщинами образующих их компонент

В таблице приведены значения параметров аппроксимации полученных экспериментальных данных, анализ которых показывает, что при уменьшении толщины селенида цинка в гетероструктуре уменьшается время релаксации наведенного поглощения. Помимо этого, для образца, толщина слоев ZnSe в котором составляет 70 нм, в кинетике релаксации, наряду с быстрой составляющей, появляется дополнительная медленная компонента, с постоянной времени 64 пс.

Структура образца	время релаксации $\tau_1$ , пс	время релаксации $\tau_2$ , пс	$\chi^2$
(ZnS <sub>60,0 нм</sub> /ZnSe <sub>70,2 нм</sub> ) <sub>21</sub>	6,6	64,7	0,0003
(ZnS <sub>50,0 нм</sub> /ZnSe <sub>65,0 нм</sub> ) <sub>15</sub>	5,8	-	0,0025
(ZnS <sub>55,2 нм</sub> /ZnSe <sub>53,1 нм</sub> ) <sub>15</sub>	4,7	-	0,0011

Хорошо известно, что гетерограница оказывает принципиальное воздействие на энергетические состояния и волновые функции носителей в квантоворазмерных системах. Однако толщины компонентов структуры в нашем случае составляют 50 – 60 нм, что на порядок больше боровского радиуса экситона для ZnSe (~ 5 нм), и это не позволяет говорить о возможности наблюдения квантоворазмерных эффектов. Тем не менее, ограничения, накладываемые гетерограницами на диффузию носителей в направлении, перпендикулярном границам исследуемых структур, может приводить к наблюдению связанных с этим размерных

эффектов. Гетерограница снимает ограничения, накладываемые на межэлектронные процессы столкновения законами сохранения энергии-импульса, что приводит к появлению беспороговых, слабо зависящих от температуры каналов оже-рекомбинации [5]. Этот процесс является доминирующим механизмом безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей в гетероструктурах микронных и меньших размеров при достаточно низких температурах. Наличие дополнительного канала рекомбинации носителей может приводить к отличиям в динамике релаксации для образцов с различной толщиной активного нелинейного слоя. Например, в данной работе, переход от образца с толщиной слоя селенида цинка 70 нм к образцам с толщиной 50 нм, приводит к исчезновению медленной компоненты в кинетике релаксации наведенного поглощения.

В работе приведены результаты исследования нелинейного поглощения многослойных гетероструктур при возбуждении импульсами ультракороткой длительности. Продемонстрирована зависимость времени релаксации нелинейного отклика от размеров селенида цинка. К такому результату может приводить наличие безызлучательного канала оже-рекомбинации, наблюдающийся для структур, имеющих гетерограницы.

#### Литература

1. Kuznetsov P.I., Jytov V.A., Zakharov L.Yu., Shchamkhalova B.S., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I. MOCVD Growth of ZnSe/ZnS Distributed Bragg Reflector on ZnSe (100) and GaAs (100) Substrates // Phys. Stat. Sol. (b) – 2002 - 229 - 171.

2. Борисевич Н.А., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.Б., Шкред Г.Л., Пассивная синхронизация мод фемтосекундного титан-сапфирового лазера при импульсной синхронной накачке ограниченным цугом пикосекундных импульсов // Квантовая электроника – 1999 – Т.28, №9 – с. 225.

3. Ultrafast nonlinear absorption and reflection of ZnS/ZnSe periodic nanostructures/ V.V. Stankevich, M.V. Ermolenko, S.A. Tikhomirov, O.V. Buganov, S.V. Gaponenko, P.I. Kuznetsov and G.G. Yakushcheva // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications – 2007 – Vol.5, № – P.101–105

4. Оптические свойства многослойных гетероструктур на основе халькогенидов цинка при сильном лазерном возбуждении / В.В.Станкевич, М.В.Ермоленко, О.В.Буганов, С.А.Тихомиров, С.В.Гапоненко, Г.Г.Якушева, П.И.Кузнецов // ЖПС – 2007 – Т.74, № 6 – С.805–809

5. Новый механизм оже-рекомбинации неравновесных носителей тока в полупроводниковых гетероструктурах/ Г.Г. Зегря, В.А. Харченко // ЖЭТФ – 1992 – Т.101, № 1 – С.327–342

**МЕТОД КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ: ДИНАМИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ  
РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
Проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
v.savva@ifanbel.bas-net.by*

Когерентное возбуждение реализуется при воздействии на среду сверхкороткими лазерными импульсами до начала релаксационных процессов, разрушающих квантовую когерентность. Эти режимы обладают высокой селективностью, необходимы для: лазерного управления физико-химическими процессами, оптической записи информации в резонансных средах, определения характеристик высоко возбужденных молекул и последующего изучения внутримолекулярного перераспределения их энергии. Точные решения позволяют выявлять особенности динамики, находить эффективные режимы, определять параметры сред, при возбуждении которых осуществляется полное заселение заданного энергетического уровня.

Модель среды — квантовая система с  $N+1$  уровнем энергии  $E_n$ . Переходы происходят между соседними уровнями и описываются матричными элементами дипольного момента  $\mu_{n-1,n} = \mu_{0,1} f_n$ . Функция  $f_n$  характеризует «интенсивности» переходов, а  $\varepsilon_n \sim (\omega_n - \omega_l)$  описывает отстройку частоты  $\omega_l$  излучения  $E_l \cos(\omega_l t)$  от частот переходов  $\omega_n = (E_n - E_{n-1}) / \hbar$ . Величины  $f_n, \varepsilon_n$  — параметры квантовой системы и коэффициенты уравнений динамики (в безразмерных переменных)

$$-i \frac{da_n(t)}{dt} = f_{n+1} \exp(-i\varepsilon_{n+1}t) a_{n+1}(t) + f_n \exp(i\varepsilon_n t) a_{n-1}(t), \quad a_n(t=0) = \delta_{n,0}; \quad n = 0, 1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

Здесь  $t$  безразмерное время,  $a_n(t)$  амплитуда вероятности найти квантовую систему на уровне  $n$  в момент  $t$ . Амплитуды определяют населенности  $\rho_n(t) = a_n^*(t) a_n(t)$  уровней. Функция распределения  $\rho_n(t)$  экспериментально наблюдаема и описывает когерентную динамику квантовой системы, т.е. адекватной модели резонансной среды в поле излучения.

Наша цель — построить точное решение уравнений (1) в замкнутой форме. Решение ищем в виде непрерывного или дискретного преобразования Фурье:

$$a_n(t) = \int_A^B \sigma(x) \hat{p}_0 \hat{p}_n(x) \exp[it(rx + s_n)] dx, \quad a_n(t) = \sum_{j=0}^N \sigma(x_j) \hat{p}_0 \hat{p}_n(x_j) \exp[it(rx_j + s_n)], \quad (2)$$

где  $p_n(x)$  или  $\hat{p}_n(x_j)$  ортонормированные полиномы непрерывной или дискретной переменной. Параметры  $r, s_n$  в обоих преобразованиях это коэффициенты рекуррентного соотношения

$$\bar{f}_{n+1} \hat{p}_{n+1}(x_j) + \bar{f}_n \hat{p}_{n-1}(x_j) = (rx_j + s_n) \hat{p}_n(x_j). \quad (3)$$

Ему удовлетворяют любые ортогональные полиномы. Коэффициенты в (3) известны, если выбраны известные полиномы. Подставляя, например, второе выражение из (2) в (1), получаем

$$f_{n+1} \hat{p}_{n+1}(x_j) + f_n \hat{p}_{n-1}(x_j) = (rx_j + s_n) \hat{p}_n(x_j), \quad \varepsilon_n = s_n - s_{n-1}. \quad (4)$$

Здесь  $f_n, \varepsilon_n$  коэффициенты уравнений (1). Сравнивая (3) и (4), заключаем: полиномы  $\{\hat{p}_n(x_j)\}$  дают решение (2) уравнений (1) с коэффициентами  $f_n = \bar{f}_n, \varepsilon_n = s_n - s_{n-1}$  и порождают определенную квантовую систему.

**Пример: гармонический осциллятор — резонансное возбуждение.** Для него в (1)  $f_n = \sqrt{n}, \varepsilon_n \equiv 0, N = \infty$ . Это решение известно, получено разными способами. В нашем алгоритме процедура решения такова. Собственные функции гармонического осциллятора выражаются через полиномы Эрмита, поэтому и для решения динамической резонансной задачи возьмем эти полиномы  $\hat{p}_n(x) \equiv \hat{H}_n(x)$ . Соотношение (3) для них содержит коэффициенты  $\bar{f}_n = \sqrt{n}, s_n \equiv 0, r = \sqrt{2}$ . Вычисляя интеграл (2), находим точное решение, из которого следует, что когерентная динамика населенностей уровней гармонического осциллятора при резонансном возбуждении описывается распределением Пуассона

$$\rho_n(t) = \frac{1}{n!} y^n e^{-y}, \quad y = t^2. \quad (5)$$

Параметр распределения  $y$  пропорционален квадрату времени (безразмерного) воздействия.

**Пример: гармонический осциллятор — нерезонансное возбуждение.** Для этого нужно взять ортогональные полиномы Шарлье  $\hat{C}_n^{(\mu)}(x_j), \mu > 0$  дискретной переменной  $x_j = j = 0, 1, \dots, \infty$ . Полиномы удовлетворяют соотношению (3) с коэффициентами  $\bar{f}_n = \sqrt{n}, r = -1/\sqrt{\mu}, s_n = (1/\sqrt{\mu})n + \sqrt{\mu}$ . Ряд (2) сходится, дает решение уравнения (1) с коэффициентами  $f_n = \sqrt{n}, \varepsilon_n \equiv \varepsilon = 1/\sqrt{\mu}$ . Функция распределения этой системы по энергетическим уровням также является распределением Пуассона

$$\rho_n(t) = \frac{1}{n!} y^n e^{-y}, \quad y = \left(\frac{2}{\varepsilon}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\varepsilon}{2}t\right). \quad (6)$$

Параметр распределения зависит от времени и частотной отстройки. Этот результат также известен. В предельном случае  $\varepsilon \rightarrow 0$  (резонанс) решение дает предыдущий результат (5). Таким образом, применение полиномов Шарлье приводит к решению, описывающему как резонансное, так и нерезонансное возбуждение гармонического осциллятора. Благодаря дополнительному параметру  $\mu$ , удалось учесть любую частотную отстройку.

**Пример: осцилляторы Кравчука — резонансное и нерезонансное возбуждение.** Здесь удается построить решение для когерентной динамики семейства квантовых систем с  $N+1$  уровнем энергии ( $N$  любое натуральное число  $1, 2, \dots, \infty$ ), возбуждаемых при любой частотной отстройке. Используем ортогональные полиномы Кравчука  $\hat{p}_n(x_j) \equiv \hat{K}_n^{(p)}(x_j, N)$ ,  $0 < p < 1$  дискретной переменной  $x_j = j = 0, 1, \dots, N$ . Соотношения (3), (4) приводят к  $f_n = \sqrt{n(N+1-n)/N}$ ,  $r = 1/\sqrt{p(1-p)N}$ ,  $s_n = r[(2p-1)n - pN]$ ,  $\varepsilon_n \equiv \varepsilon = r(2p-1)$ . Конечная сумма (2) вычисляется точно и дает решение, из которого следует, что динамика населенностей уровней этих систем описывается биномиальным распределением

$$\rho_n(t) = \binom{N}{n} (1-y)^{N-n} y^n, \quad y = \frac{1}{N} \left(\frac{2}{r}\right)^2 \sin^2\left(\frac{r}{2}t\right), \quad r = \sqrt{\varepsilon^2 + \frac{4}{N}}. \quad (7)$$

Уровни энергии кравчуковых систем расположены эквидистантно, системы имеют специфическую функцию  $f_n$  дипольных моментов переходов, а наличие параметра  $p$  позволяет иметь решение при произвольной отстройке частоты излучения от собственной частоты системы. Среди кравчуковых систем находятся: двухуровневая система ( $N=1$ ), популярная модель среды в лазерной физике и нелинейной резонансной оптике; квантовый гармонический осциллятор (в пределе  $N \rightarrow \infty$ ), базовая модель квантовой физики; трехуровневая система с равными дипольными моментами переходов ( $f_1 = f_2 = 1$ ,  $N=2$ ); другие квантовые системы. В пределе  $N \rightarrow \infty$  биномиальное распределение вырождается в распределение Пуассона, и мы получаем результаты двух предыдущих примеров.

**Пример: деформированные осцилляторы Кравчука — квантовые системы с неэквидистантным расположением уровней.** Дальнейшие обобщения возможны, если использовать ортогональные  $q$ -полиномы [1]. Это новое мощное средство аналитического исследования когерентной динамики квантовых систем. Например,  $q$ -полиномы Кравчука

$$K_n(q^{-x}; p, N; q) := \sum_{m=0}^n \frac{(q^{-n}; q)_m (q^{-x}; q)_m (-pq^n; q)_m}{(q^{-N}; q)_m} \frac{q^m}{(q; q)_m}, \quad n = 0, 1, \dots, N; \quad x = 0, 1, \dots, N \quad (8)$$

$0 < p < \infty$ ;  $0 < q < 1$ ;  $(a; q)_r = 1$  для  $k = 0$  и  $= (1-a)(1-aq) \cdots (1-aq^{k-1})$  для  $k = 1, 2, \dots$

приводят к решениям, описывающим динамику трехпараметрического  $(N, p, q)$  семейства систем. Рассмотрим динамику трехуровневых  $(N = 2)$  систем. Вместо  $x = 0, 1, 2$  введем переменную  $\eta_j = -(1 - q^{-x}) / (1 - q)$ ,  $j = 0, 1, 2$ ;  $\lim_{q \rightarrow 1} = x$ . Тогда соотношение (3) для полиномов  $\hat{p}_n(x_j) \equiv \hat{K}_n(\eta_j; p, N = 2; q)$  принимает привычную форму с коэффициентами

$f_1 = 1$ ,  $f_2 = \left[ \frac{q(1+pq)}{1+pq^3} \right]^{3/2}$ , и  $r, s_0, s_1, s_2$ , выраженными через параметры  $p, q$ . Решение

уравнения (1) вычисляется точно и приводит к функции распределения

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 1 - Bpq(1+pq^3) \left\{ (1+q) \sin^2 \Omega_0 t + \frac{1}{pq} \sin^2 \Omega_1 t + \frac{1+q}{p^2 q^3} \sin^2 \Omega_2 t \right\}, & \Omega_0 &= \frac{r}{2} \frac{1}{q}, \\ \rho_1 &= B(1+q)(1+pq^2) \left\{ -(1-pq^2) \sin^2 \Omega_0 t + \sin^2 \Omega_1 t + \frac{1-pq^2}{pq^2} \sin^2 \Omega_2 t \right\}, & \Omega_1 &= \frac{r}{2} \left( \frac{1}{q} + \frac{1}{q^2} \right), \\ \rho_2 &= B(1+pq) \left\{ (1+q) \sin^2 \Omega_0 t + (-q) \sin^2 \Omega_1 t + q(1+q) \sin^2 \Omega_2 t \right\}, & \Omega_2 &= \frac{r}{2} \frac{1}{q^2} \end{aligned} \quad (9)$$

$$B = 4p^2 q^3 / (1+pq)^2 (1+pq^2)^2 (1+pq^3).$$

Решение выражено через параметры полиномов и описывает динамику разнообразных квантовых систем, в том числе с неэквидистантным расположением уровней. В пределе  $q \rightarrow 1$  распределение (9) переходит в биномиальное распределение (7) для  $N = 2$ .

Можно использовать другие  $q$ -полиномы и строить решения, описывающие динамику иных квантовых систем в поле лазерного излучения. Существует много различных квантовых многоуровневых систем, когерентная динамика которых может быть описана точными аналитическими решениями в замкнутой форме.

Работа финансируется БРФФИ, Договор № Ф09К-036.

Представлен метод построения квантовых осцилляторов для получения точных решений уравнений когерентной динамики квантовых сред в поле лазерного излучения. Построенные решения описывают динамику разнообразных квантовых систем, т.е. сред с различными характеристиками и условиями возбуждения.

Литература

1. Koekoek R., Swarthouw R. F. The Askey-scheme of hypergeometric orthogonal polynomials and its  $q$ -analogue // arXiv:math. CA/9602214 - v1 - 20 Feb., 1996.



**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОДНОМЕРНЫХ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СВЕРХУЗКИХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ**

*Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина,  
ул. Студенческая, 28, 247760, Мозырь, Беларусь  
selvichmarina@yandex.ru*

Взаимодействие пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах привлекает внимание исследователей благодаря возможности реализовать с его помощью оптическое переключение пучков [1]. Взаимодействие одномерных гауссовых ортогонально поляризованных световых пучков в кубических кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO) подробно рассматривалось в ряде работ (например, [2, 3]), однако, теоретические исследования, выполненные в этих работах, базируются на параксиальном приближении, которое применимо только для пучков относительно больших размеров при малых углах дифракционной расходимости. При рассмотрении взаимодействия сверхузких пучков (с шириной, сравнимой с длиной волны света) использование параксиального приближения является некорректным [4], так как с его помощью невозможно описать изгиб волнового фронта, который можно наблюдать при моделировании распространения световой волны с применением метода конечных разностей во временной области (finite-difference time-domain (FDTD)) [5]. Таким образом, параксиальное приближение ограничивает точность предсказаний дифракционного рассеяния узкого светового пучка и дифракционных потерь его мощности в области максимальной интенсивности пучка.

В настоящей статье мы представляем результаты теоретического изучения некогерентного взаимодействия ортогонально поляризованных сверхузких одномерных световых гауссовых пучков в фоторефрактивном кристалле SBN, основанные на прямом решении уравнений Максвелла методом FDTD. Кристалл SBN класса симметрии  $4mm$  не является оптически активным и, в отличие от кристаллов BSO и BTO, характеризуется большими электрооптическими коэффициентами.

Для описания взаимодействия одномерных световых пучков в кристалле SBN использована система уравнений Максвелла и система уравнений Кухтарева и др. [6]. Из системы уравнений [6] вытекает приближенное выражение для электрического поля пространственного заряда (например, [7])

$$\vec{E}_{sc} = \frac{1}{1 + I_{i0i}} \vec{E}_0, \quad (1)$$

где  $\vec{E}_0$  – вектор напряженности внешнего электрического поля,  $I_{\text{отн}} = I/I_d$  – относительная интенсивность светового поля,  $I_d$  – темновая интенсивность, включающая фоновую засветку,  $I \approx \frac{n_o}{2\eta_0} |\vec{E}_1|^2 + \frac{n_e}{2\eta_0} |\vec{E}_2|^2$  – суммарная интенсивность светового поля обыкновенной (o) и необыкновенной (e) волн с напряженностями  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ ,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  – характеристический импеданс вакуума,  $n_o$  и  $n_e$  – невозмущенные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн,  $\mu_0$  и  $\epsilon_0$  – магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума соответственно. Тогда изменение относительных значений невозмущенных компонент тензора диэлектрической проницаемости для обыкновенной и необыкновенной волн можно представить в виде

$$\Delta\epsilon_o = -n_o^4 r_{13} E_0, \quad \Delta\epsilon_e = -n_e^4 r_{33} E_0, \quad (2)$$

где  $r_{13}$  и  $r_{33}$  – «рабочие» компоненты электрооптического тензора. Выражения (2) следует использовать в уравнениях связи для обыкновенной и необыкновенной волн соответственно.

При моделировании мы использовали следующие параметры: электрооптические коэффициенты  $r_{33} = 237$  пм/В,  $r_{13} = 37$  пм/В, показатель преломления необыкновенной волны  $n_e = 2,33$ , показатель преломления обыкновенной волны  $n_o = 2,36$ , длина световой волны  $\lambda = 1,5$  мкм, внешнее электрическое поле  $E_0 = 40$  кВ/см, толщина кристалла SBN  $d = 70$  мкм, размер перетяжки входных гауссовых световых пучков  $x_0 = 2$  мкм, внешнее электрическое поле приложено вдоль оптической оси, параллельной координатной оси  $x$ . Пучок 1 поляризован параллельно направлению внешнего электрического поля, пучок 2 – ортогонально. Максимальные интенсивности падающих на кристалл пучков одинаковы ( $I_{10} = I_{20} = I_d$ ).

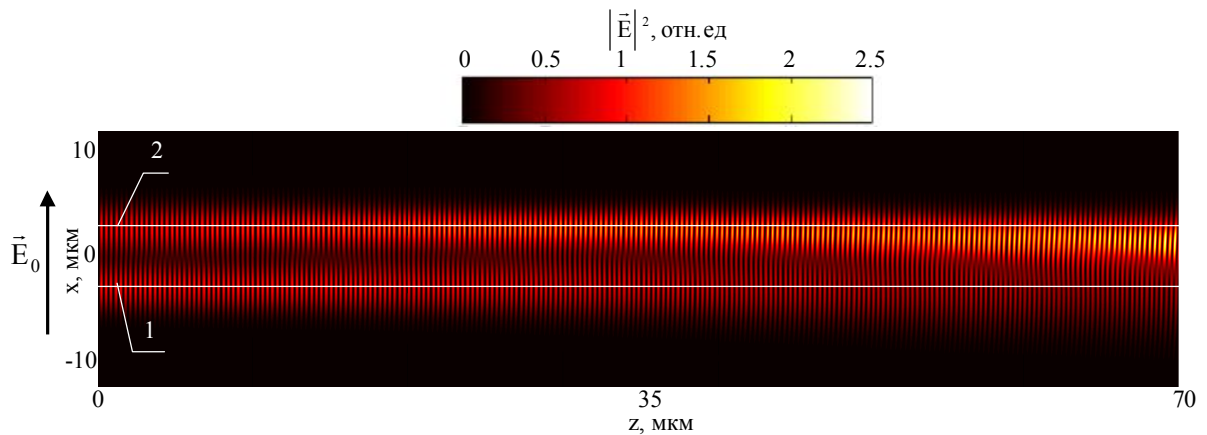


Рисунок 1 – Распределение светового поля сверхкритических гауссовых световых пучков по толщине кристалла, когда расстояние между центрами световых пучков  $\Delta = 5$  мкм

Распределение светового поля сверхузких гауссовых световых пучков по толщине кристалла, когда расстояние между центрами световых пучков  $\Delta = 5$  мкм, показано на рисунке 1. Из этого рисунка видно, что пучок 1, которому соответствует меньший электрооптический коэффициент  $\gamma_{13}$ , фокусируется слабо в отличие от пучка 2 с большим электрооптическим коэффициентом  $\gamma_{33}$ . Пучок 2 при распространении по кристаллу в режиме самофокусировки отклоняется в сторону пучка 1. Пучок 1 играет роль управляющего пучка, он задает направление отклонения пучка 2. Это явление, рассмотренное в параксиальном приближении в [8], было названо «логические ворота углового отклонения» (angular deflection logic gates).

При уменьшении расстояния между центрами пучков ( $\Delta = 4$  мкм) «притяжение» пучков увеличивается. Пучок 2 отклоняется сильнее и на выходе из кристалла практически принимает положение пучка 1 (рисунок 2).

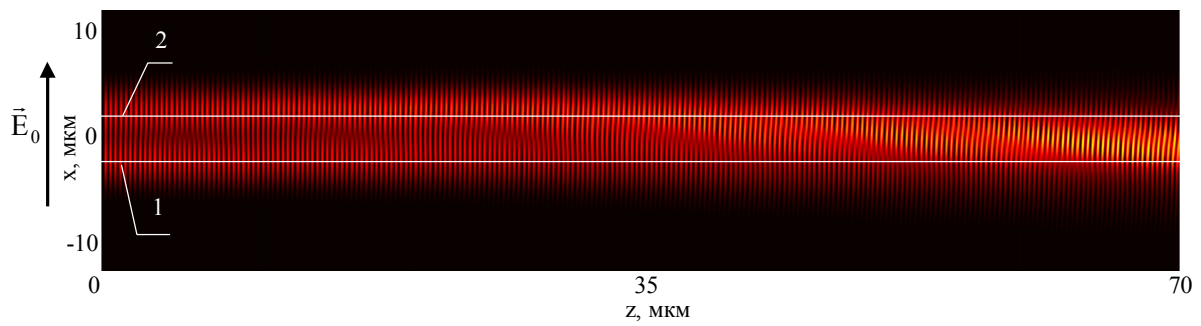


Рисунок 2 – Распределение светового поля сверхузких гауссовых световых пучков по толщине кристалла,  $\Delta = 4$  мкм

При увеличении расстояния между центрами световых пучков до  $\Delta = 8$  мкм действие световых пучков друг на друга уменьшается, и при  $\Delta = 12$  мкм мы наблюдаем, отсутствие «притяжения», то есть пучок 2 не отклоняется в сторону пучка 1. Пучок 1, проходя через кристалл, рассеивается, а пучок 2 – фокусируется (рисунок 3).

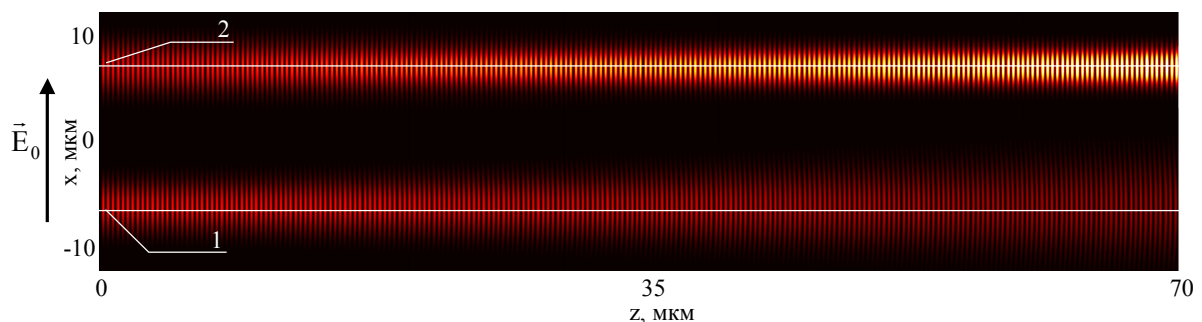


Рисунок 3 – Распределение светового поля сверхузких гауссовых световых пучков по толщине кристалла,  $\Delta = 12$  мкм

Рассмотрим случай взаимодействия сверхузких световых пучков при отсутствии внешнего электрического поля.

Из рисунка 4 видно, что в отсутствие внешнего электрического поля происходит объединение двух пучков и на выходе из кристалла они рассеиваются благодаря дифракционной расходимости. Смещение пучка 2 в сторону пучка 1 почти не заметно, значит, различные значения электрооптических коэффициентов и показателей преломления при отсутствии внешнего электрического поля не оказывает существенного влияния на распределение квадрата модуля напряженности электрического поля световых пучков.

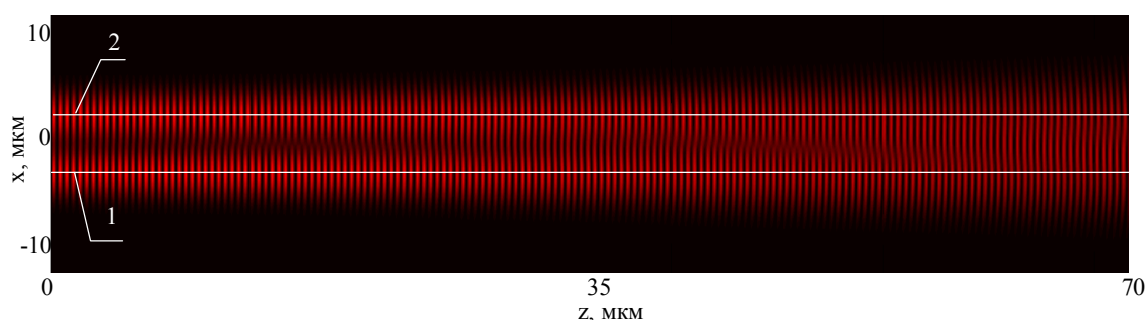


Рисунок 4 – Распределение светового поля сверхузких гауссовых световых пучков по толщине кристалла при  $E_0 = 0$ ,  $\Delta = 5$  мкм

Настоящая работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (Ф10-202).

Исследовано взаимодействие ортогонально поляризованных сверхузких одномерных гауссовых световых пучков в фоторефрактивном кристалле SBN с помощью прямого решения уравнений Максвелла методом FDTD. Представлены результаты влияния расстояния между центрами пучков и внешнего электрического поля на распределение светового поля по толщине кристалла.

#### Литература

1. Swartzlander, G.A. Dark soliton prototype devices: analysis using direct scattering theory // *Opt. Lett.* 1992. – Vol. 17. – P. 493 – 495.
2. Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 5, № 4. – С. 351 – 355.
3. Shepelevich V.V., Golub A.A., Kowarschik R., Kiessling A., Matusевич V. Incoherent interaction of Gaussian beams in photorefractive optically active crystal // *Appl. Phys. B.* – 2008. – Vol. 90. – P. 149 – 153.
4. Bellanca G., Semprini R., Bassi P. FDTD modelling of spatial soliton propagation // *Opt. and Quantum Electron.* –1997. – Vol. 29. – P. 233 – 241.
5. Taflove, A. *Computational Electrodynamics: the finite-difference time – domain method.* – Boston-London: ARTECH HOUSE, 1995. – 599 p.
6. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. Holographic storage in electrooptic crystals // *Ferroelectrics.* – 1979. – Vol. 22. – P. 949 – 961.
7. Christodoulides D.N., Carvalho M.B. Bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1995. – Vol. 12. – P. 1628 – 1633.
8. Blair S., Wagner K. Spatial soliton angular deflection logic gates // *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, N. 32. – P. 6749 – 6752.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТИ СХЕМЫ ВЫРОЖДЕННОГО ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ С ДВУМЯ ПОПУТНЫМИ ПУЧКАМИ НАКАЧКИ

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
a.agashkov@dragon.bas-net.by*

Для получения пучков с оптическим сопряжением фазы [1], где волновые фронты пробного и сигнального пучков обращены как во времени, так и пространственно, может быть использован ряд нелинейных оптических процессов. Наиболее часто применяются два метода: вынужденное рассеяние Мандельштамма-Бриллюена (ВРМБ) назад и вырожденное четырехволновое смешение (ВЧВС). Оба процесса основаны на взаимодействии волн посредством нелинейной восприимчивости третьего порядка  $\chi^{(3)}$ . В последнее время все больший интерес привлекают исследования нелинейно-оптических явлений в жидкокристаллических мезофазах. Это связано с тем, что жидкокристаллические мезофазы, в первую очередь нематическая, обладают рядом механизмов оптической кубической нелинейности, приводящих к чрезвычайно высоким значениям  $\chi^{(3)}$ , в частности, на шесть–десять порядков превышающих таковые для традиционных нелинейностей изотропных жидкостей [2, 3]. Столь высокие значения  $\chi^{(3)}$  позволяют реализовать многие эффекты, традиционные для нелинейной оптики, такие как самофокусировка, вынужденное рассеяние света, четырехволновое смешение, при чрезвычайно низкой длине взаимодействия ( $< 100 \mu\text{м}$ ), характерной для жидкокристаллических ячеек.

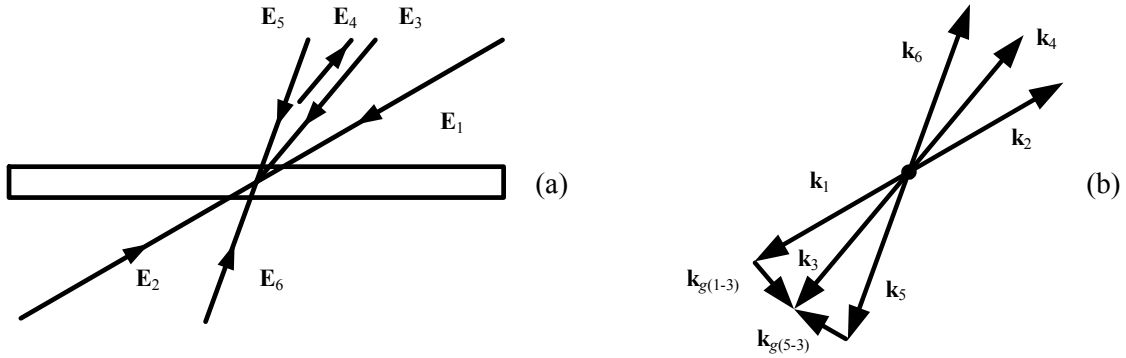
В стандартном методе ВЧВС в нелинейной среде интерферируют четыре световых волны. Три из них подаются извне: объектная (пробная) волна  $\mathbf{E}_3$ , которую требуется обратить, и две опорные волны  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  (накачка). Четвертая – генерируемая (сигнальная) волна  $\mathbf{E}_4$  – является фазово-обращенной по отношению к пробной волне  $\mathbf{E}_3$  и выходит из среды по тому же пути, но в обратном направлении. В векторном представлении это можно записать так:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0, \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 = 0, \mathbf{k}_g = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4 = -(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_g) \quad (1)$$

В данной работе исследованы особенности вырожденного волнового смешения с двумя попутными накачками. Геометрия взаимодействия представлена на рис. 1а, а предполагаемая векторная диаграмма в соответствии со стандартным подходом – на рис. 1б. В исследуемом методе в нелинейной среде интерферируют шесть световых волн.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Часть излучения He-Ne лазера  $I$ , поляризованного в плоскости падения на ЖК ячейку (в плоскости рисунка), отражается

зеркалами 2 и 4, формируя пучки накачки  $E_2$  и  $E_6$ . Объектная волна  $E_3$  формируется зеркалами 3 и 5. Линза с фокусным расстоянием  $F = 80$  мм применяется для имитации



$E_1$  и  $E_5$ ,  $E_2$ , и  $E_6$  – опорные волны;  $E_3$  – объектная и  $E_4$  – обращенная волна;  $k_j$  – световые вектора ( $j = 1 \dots 6$ );  $k_{g(1-3)}$  и  $k_{g(5-3)}$  – вектора решеток, индуцированных интерференцией волн  $E_1$  и  $E_5$  с  $E_3$ .

Рис. 1. Геометрия вырожденного волнового смешения с двумя попутными накачками (а) и стандартная векторная диаграмма (б).

сферической расходимости и аберрации объектного пучка. В работе использована планарная нематическая ячейка с фотопроводящими ориентирующими слоями, более подробную информацию можно найти в [4]. Углы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  выбирались из условия резонанса [5, 6] между интерференционным оптическим полем и переходными периодическими структурами, возбуждаемыми в ЖК ячейке переменным электрическим напряжением с прямоугольной формой импульсов размахом 40 В и частотой 1 Гц. Как показали первые эксперименты, особенностью исследуемой схемы является генерация на выходе двух пучков  $E_4$  и  $E_4^*$ , которые выходят из плоскости пучков накачки  $E_2$  и  $E_6$ . Объяснение этому дается на рис. 3. Из-за некомпланарности объектного вектора  $k_3$  и векторов опорных волн  $k_1$ ,  $k_5$  вектора индуцированных решеток  $k_{g(1-3)}$  и  $k_{g(5-3)}$  не лежат в плоскости  $(x, z)$ . Дифракция опорных волн  $E_2$  и  $E_6$  на этих решетках дает две волны  $E_4$  и  $E_4^*$  с векторами  $k_4$  и  $k_4^*$ , соответственно:

$$k_4 = k_2 + k_{g(1-3)} = k_6 + k_{g(5-3)}, \quad k_4^* = k_2 - k_{g(5-3)} = k_6 - k_{g(1-3)} \quad (2)$$

При тщательной юстировке падающих на ЖК ячейку пучков выход из плоскости  $(x, z)$  обращенных волн был устранен. Однако при углах  $\theta_1 = \theta_2 = \theta$  в этой плоскости по-прежнему наблюдается две волны. Как было нами установлено ранее [7], две плоские опорные волны  $E_1$  и  $E_5$ , интерферирующие с пробной волной  $E_3$ , лежащей в той же плоскости, дают две решетки, вектора которых параллельны оси  $x$ . Периоды этих решеток равны:

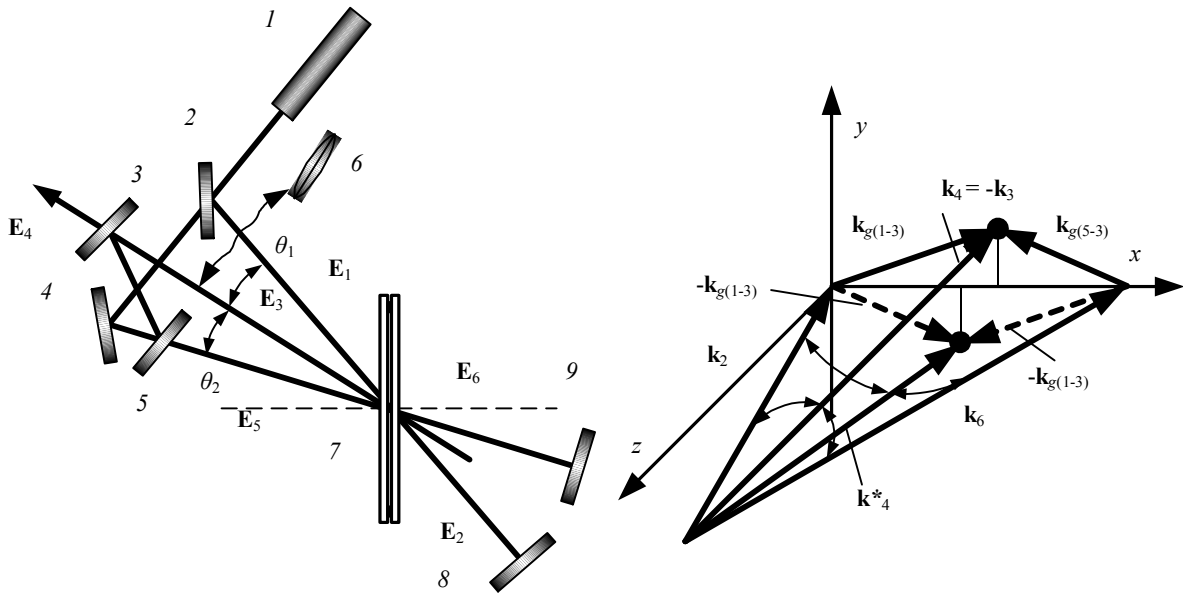
$$S_1 = \lambda \{2\cos[(\beta_1 + \beta_3)/2] \cdot \sin(\theta/2)\} \quad (3)$$

$$S_2 = \lambda \{2\cos[(\beta_3 + \beta_5)/2] \cdot \sin(\theta/2)\} \quad (4)$$

где  $\lambda$  – длина волны записывающих пучков,  $\beta_1$ ,  $\beta_3$  и  $\beta_5$  – углы падения волн  $E_1$ ,  $E_3$  и  $E_5$  ( $\beta_1 > \beta_3 > \beta_5$ ). Отраженные назад волны ( $E_2$  и  $E_6$ ), падающие на ЖК ячейку под углами  $\beta_2 = \beta_1$  и  $\beta_6 = \beta_5$ , дифрагируют на этих решетках, давая две волны под углами  $\beta_4$  и  $\beta^*_4$ :

$$\beta_4 = \arcsin(\lambda/S_1 + \sin\beta_2) = \arcsin(-\lambda/S_2 + \sin\beta_6) \quad (5)$$

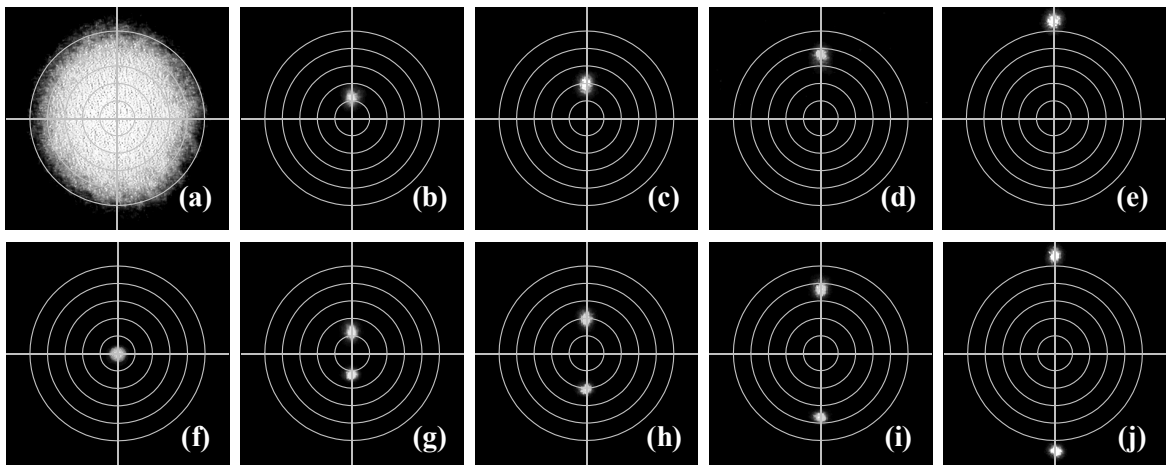
$$\beta^*_4 = \arcsin(\lambda/S_2 + \sin\beta_2) = \arcsin(-\lambda/S_1 + \sin\beta_6) \quad (6)$$



1 – одномодовый непрерывный He-Ne лазер с  $p$ -поляризованным пучком излучения; 2, 5 – зеркала с  $R = 50\%$ ; 3 – зеркало с  $R = 30\%$ ; 6 – линза с фокусным расстоянием  $F = 80$  мм; 7 – ЖК ячейка; 4, 8, 9 – глухие зеркала.

Рис. 2. Схема эксперимента по исследованию вырожденного волнового смешения с двумя попутными накачками.

Рис. 3. Взаимодействие некопланарных волн.



(a)-(e) – используется линза с  $F = 90$  мм; (f)-(j) – без линзы; (a), (f) – объектная волна  $E_3$ , все волны компланарны; (b)-(e) – обращенная волна  $E_4$ ; (g)-(j) – волны  $E_4$  и  $E_4^*$ . Цена угловой шкалы –  $0,2^\circ/\text{дел}$ .

Рис. 4. Зависимость распределения интенсивности излучения в дальней зоне от некопланарности волн.

Результаты эксперимента с некопланарными волнами приведены на рис. 4.

Векторная диаграмма, представленная на рис. 1, не согласуется с результатами нашего эксперимента. Векторная диаграмма, согласующаяся с нашим экспериментом и выражениями (3) – (6), представлена на рис. 5. Окружность имеет радиус  $2\pi/\lambda$ , в нее вписаны все взаимодействующие световые вектора, т.е.  $|\mathbf{k}_j| = 2\pi/\lambda$ , вектора  $\mathbf{s}_1 \parallel \mathbf{s}_2 \parallel \mathbf{x}$ , где  $j = 1, 2, 3, 4$ . В соответствии с предлагаемой векторной диаграммой

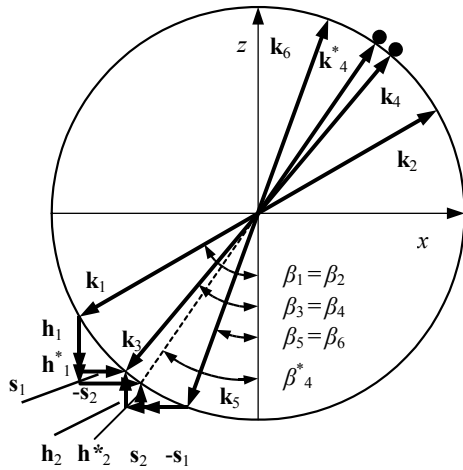


Рис. 5. Векторная диаграмма вырожденного волнового смещения на поверхностных решетках с двумя попутными накачками.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = 0, \quad \mathbf{k}_5 + \mathbf{k}_6 = 0, \\ \mathbf{k}_4 = -(\mathbf{k}_1 + \mathbf{h}_1 + \mathbf{s}_1) = -(\mathbf{k}_5 + \mathbf{h}_2 + \mathbf{s}_2), \\ \mathbf{k}_4^* = -(\mathbf{k}_1 + \mathbf{h}_1^* - \mathbf{s}_2) = -(\mathbf{k}_5 + \mathbf{h}_2^* - \mathbf{s}_1), \end{aligned} \right\} (7)$$

где  $|\mathbf{s}_j| = 2\pi/S_j$ ,  $j = 1, 2$ ; вектора  $\mathbf{h}_1, \mathbf{h}_2, \mathbf{h}_1^*$  и  $\mathbf{h}_2^*$  перпендикулярны оси  $x$  и введены формально, их физическая интерпретация требует проведения дальнейших исследований. В нашем эксперименте  $\beta_1 = 48,2^\circ, \beta_3 = 38,3^\circ, \beta_5 = 28,4^\circ$  ( $\beta_3 = (\beta_1 - \beta_5)/2, \beta_1 - \beta_3 = \theta_1 = \beta_3 - \beta_5 = \theta_2 = \theta = 9,9^\circ$ ), что приводит к формированию импульсных решеток с расчетными периодами  $S_1 = 5,03 \mu\text{м}$  и  $S_2 = 4,39 \mu\text{м}$ . Волны  $\mathbf{E}_2$  и  $\mathbf{E}_6$ , отраженные в

обратном направлении, дифрагируют под расчетными углами  $\beta_4 = 38,3^\circ$  и  $\beta_4^* = 37^\circ$ . Расчетные и экспериментально определенные значения углов дифракции совпали в пределах погрешности измерений. Для того чтобы совпали направления распространения волн  $\mathbf{E}_4$  и  $\mathbf{E}_4^*$  ( $\beta_4 = \beta_4^*$ ), необходимо выполнение следующего условия:

$$\cos(\beta_1 - \theta_1/2) \cdot \sin(\theta_1/2) = \cos(\beta_1 - \theta_1/2 - \theta_2/2) \cdot \sin(\theta_2/2). \quad (8)$$

Для значений  $\beta_1, \beta_3$  и  $\theta_1$  приведенных выше, расчет дает  $\theta_2 = 9,23^\circ$  и  $\beta_6 = \beta_3 - \theta_2 = 29,07^\circ$ , соответственно,  $\beta_4 = \beta_4^* = \beta_3 = 38,3^\circ$ .

Проведены исследования особенности вырожденного волнового смещения с двумя попутными накачками в структуре жидкий кристалл-фотопроводящий ориентирующий слой. Предложена векторная диаграмма взаимодействия волн. Установлено, что в обратном направлении генерируются две волны, различающиеся по волновому фронту и направлению распространения. Одна из волн, распространяющаяся навстречу сигнальной волне, комплексно сопряжена с ней, т.е. является обращенной.

#### Литература

1. Yariv A. Phase conjugate optics and real-time holography // IEEE J. Quantum Electron. – 1978. – Vol. 14, № 9. – P. 650-660.
2. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. Ориентационная оптическая нелинейность жидких кристаллов // УФН. – 1985. – Т. 147, № 4. – С. 633-674.



3. Volterra V., Wiener-Avhear E. Cw thermal lens effect in thin layer of nematic liquid crystal // *Opt. Commun.* – 1974. – Vol. 12, № 2. – P. 194-196.
4. Агашков А.В., Ковалев А.А., Парка Я. Динамическая фоторефрактивность в режиме одиночного импульса // *Кристаллография.* – 2008. – Т. 53, № 2. – С. 328-333.
5. Agashkov A., Parka J., Serak S., Davidovich T. Ordering of ac electric-field-induced domains in dye-doped nematics under photo-excitation // *Proc. SPIE.* – 2001. – Vol. 4418. – P. 54-59.
6. Agashkov A.V., Kovalev A.A., Serak S.S., Parka J. Effect of optical nonlinearity dynamical enhancement in dye doped liquid crystal under ac electrical field // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 2002. – Vol. 375. – P. 269-280.
7. Agashkov A., Kovalev A., Parka J. Index grating surface anchoring // *Proc. SPIE.* – 2005. – Vol. 5947. – P. 257-265.

## О ПОВЫШЕНИИ НАДЕЖНОСТИ БЕЗОПАСНОГО ДЛЯ ГЛАЗ КОЛЬЦЕВОГО ПГС НА КРИСТАЛЛАХ КТР

<sup>1</sup> Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 68, Независимости пр, Минск, 220072, Беларусь

*v.dashkevich@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup> УП «ЛЭМТ», 23, Макаенка, Минск, 220023, Беларусь

Высокоэффективный кольцевой параметрический генератор света (ПГС), состоящий из 3-х зеркал  $M_1 - M_3$  и 3-х кристаллов  $\text{KTiOP}_4$  (КТР) (рис.1) продемонстрирован в работе [1] около 10 лет назад. Показана возможность получения безопасного для глаз излучения с энергией до 70 мДж при накачке многомодовым Nd:YAG лазером. Однако отмечено, что из-за сильного поглощения холостой волны в кристаллах КТР частота следования наносекундных импульсов не превышает 2,5 Гц. Кроме того, в [1] не проведено детального исследования особенностей генерации кольцевого ПГС. Цель настоящей работы – теоретические и экспериментальные исследования кольцевого ПГС, направленные на повышение надежности трехэлементного ПГС и обеспечение его высокоэффективной работы при частоте следования импульсов 10 – 12,5 Гц.

Экспериментально исследованы различные варианты исполнения ПГС, а именно: ПГС с одним выходным зеркалом  $M_2$  ( $R_3=100\%$ ), ПГС с выходным зеркалом  $M_3$  ( $R_2=100\%$ ), ПГС с удаленным кристаллом 3 и выводом излучения через зеркало  $M_2$  ( $R_3=100\%$ ), а также ПГС с двумя кристаллами 1 и 2 и выводом излучения сквозь зеркало  $M_3$  ( $R_2=100\%$ ). Во всех

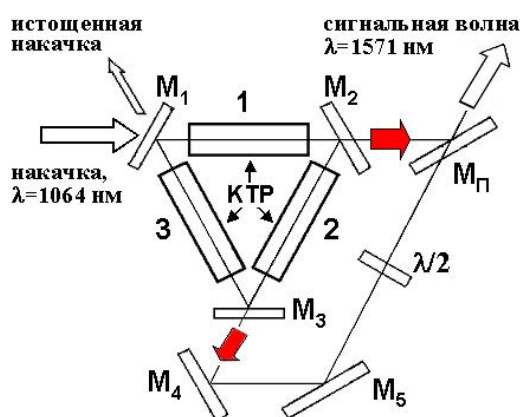


Рис.1. Оптическая схема кольцевого ПГС с двумя выводами сигнальной волны из резонатора и одним выходным пучком.  $M_1 - M_3$  – зеркала;  $M_{\text{п}}$  – поляризационное зеркало;  $\lambda/2$  – пластинка  $\lambda/2$ . Кольцевой ПГС, образованный зеркалами  $M_1 - M_3$  и кристаллами КТР 1–3 исследован в [1] в случае одного вывода сигнальной волны через зеркало  $M_2$ .

исследованных ПГС при длительности многомодового импульса накачки  $\sim 10$  нс и диаметре возбуждающего пучка  $\sim 2.2 - 3$  мм выходная энергия безопасного для глаз излучения не зависела от того, какое из двух зеркал ( $M_2$  или  $M_3$ ) является выходным для сигнальной волны. При длине кристалла КТР 15 мм трехэлементный ПГС генерировал более мощные импульсы, чем двухэлементный. Все исследованные ПГС при уровнях накачки ниже некоторого критического значения  $S_{\text{нкр}} \sim 90 - 100$  Мдж обеспечивали надежную долговременную работу с выходной энергией 18 – 34 мДж при частоте следования импульсов

10 – 12,5 Гц. Однако при более высоких энергиях импульса накачки ( $S_{\text{НАК}} > S_{\text{НКР}}$ ) в ПГС происходило разрушение торцевой поверхности кристалла, обращенной к выходному зеркалу. Проведенный в дальнейшем теоретический анализ показал, что при всех вариантах исполнения ПГС наибольшей лучевой и тепловой нагрузке, связанной с поглощением холостой волны, подвергается именно выходящий из строя кристалл.

При теоретическом анализе ПГС процесс коллинеарного трехчастотного параметрического взаимодействия плоских волн в каждом из кристаллов КТР описывался следующими укороченными уравнениями

$$\frac{dE_s}{dz} = -\alpha_s E_s - \frac{2\pi d_{\text{eff}}}{n_s \lambda_s} E_p E_i^*; \quad \frac{dE_i}{dz} = -\alpha_i E_i - \frac{2\pi d_{\text{eff}}}{n_i \lambda_i} E_p E_s^*; \quad \frac{dE_p}{dz} = -\alpha_p E_p + \frac{2\pi d_{\text{eff}}}{n_p \lambda_p} E_i E_s,$$

где индексы  $p, s, i$  обозначают соответственно накачку, сигнальную и холостую волны;  $z$  – координата вдоль распространения излучения;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $\lambda$  – длина волны;  $n$  – показатель преломления;  $d_{\text{eff}}$  – коэффициент нелинейной связи в кристалле КТР. Используемые уравнения учитывают поглощение волн в кристаллах КТР. Значения  $\alpha_{p,s}$  и  $\alpha_i$  брались равными соответственно 0,7 и 40 м<sup>-1</sup>. Связь между волнами на границах участков резонатора, свободных от нелинейных кристаллов, устанавливалась исходя из условий отражения на зеркалах  $M_1 - M_3$ . Полагалось, что ПГС возбуждается гауссовским импульсом с амплитудой поля на входе  $E_{\text{pin}}(t) = E_{0p} \exp[-2 \ln 2 (t/t_p)^2]$ , где  $E_{0p}$  – амплитуда поля в максимуме импульса;  $t_p$  – длительность импульса по уровню 0.5 максимальной интенсивности. Поскольку  $t_p$  значительно превосходит время обхода светом кольцевого резонатора  $\tau_0$ , то импульс накачки подвергался аппроксимации ступенчатой функцией времени с шириной ступеньки  $\tau_0$  и постоянной в пределах каждой ступеньки величиной поля накачки.

Численное решение системы уравнений, описывающих кольцевой ПГС, показывает, что в случае использования трех кристаллов КТР и вывода излучения сквозь одно зеркало  $M_2$  (см. рис. 1) выходная энергия импульса ПГС (сигнальная волна,  $\lambda \sim 1,57$  мкм) практически не зависит от коэффициентов отражения зеркал  $R_i$  на длине холостой волны ( $\lambda \sim 3,3$  мкм). Однако энергия, поглощенная кристаллами, с ростом  $R_i$  возрастает. При этом поглощение холостой волны в кристалле 1 слабо зависит от значения  $R_i$  и является более сильным, чем в остальных кристаллах. Однако наиболее сильное поглощение холостой волны (или иными словами сильная тепловая нагрузка) не является единственным негативным фактором для кристалла 1. Хотя в энергию сигнальной волны преобразуется лишь некоторая доля энергии импульса накачки, наличие в ПГС обратной резонансной связи для сигнальной волны приводит к тому, что ее максимальная интенсивность на выходе из кристалла 1 всегда превосходит пиковую интенсивность ( $\sim E_{0p}^2$ ) неистощенного импульса накачки (рис. 2). Отмеченное превышение в некоторой степени зависит от коэффициента отражения выходного зеркала и может достигать до двух раз. При некоторых значениях  $R_2$  превышение наблюдается и на выходах кристаллов 2

и 3. Таким образом, при некоторых уровнях накачки, которые еще не представляют самим по себе опасности для кристаллов, интенсивность сигнальной волны в резонаторе ПГС может достигать значений, превосходящих порог лучевой стойкости кристаллов КТР. На наш взгляд,

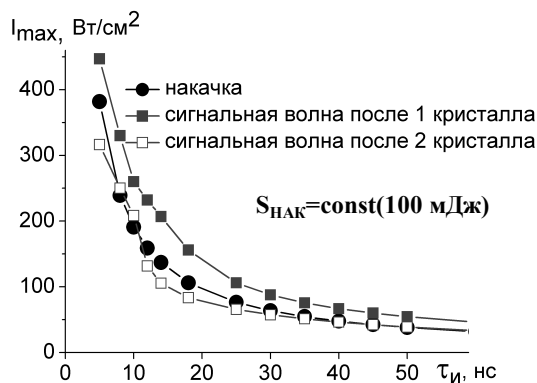


Рис. 2 Максимальные интенсивности волн в резонаторе ПГС при различных длительностях импульса накачки.

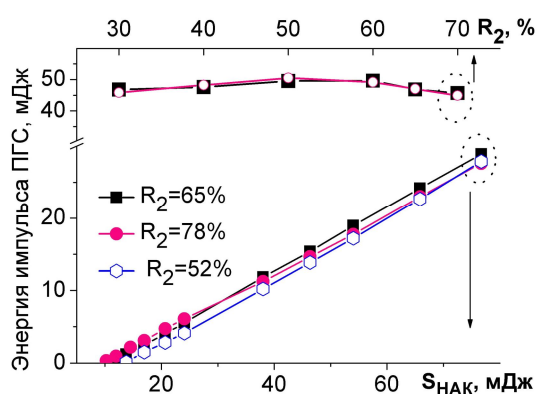


Рис. 3 Экспериментальная зависимость энергии импульса ПГС от энергии импульса накачки  $S_{НАК}$  при разных коэффициентах отражения зеркала  $M_2$  и данные теоретического анализа энергии ПГС в зависимости от коэффициента отражения  $R_2$  выходного зеркала  $M_2$  при  $S_{НАК} = 100 \text{ мДж}$ .

именно этот фактор (учитывая долговременную работу ПГС при условии  $S_H < S_{НКР}$ ) является определяющим в разрушении торца кристалла КТР.

Экспериментальные исследования зависимости энергии импульса ПГС  $S_{ПГС}$  от энергии импульса накачки  $S_{НАК}$ , выполненные при коэффициентах отражения выходного зеркала 52, 65 и 78%, показали, что энергия безопасного для глаз излучения при смене зеркал остается практически неизменной. Теоретический анализ показывает, что зависимость  $S_{ПГС}$  ( $R_2$ ) является достаточно слабой еще в большем диапазоне изменения  $R_2$  (рис. 3).

Таким образом, снижение добротности кольцевого резонатора не приводит к существенному уменьшению энергии импульса ПГС. Поэтому для увеличения надежности ПГС была изучена возможность создания для сигнальной волны дополнительного второго выхода из резонатора через зеркало  $M_3$ . Теоретическое моделирование ПГС показало, что в широком диапазоне изменения коэффициентов отражения зеркал  $M_2$  и  $M_3$ , полупрозрачных для сигнальной волны,

суммарная энергия двух выходных пучков остается практически неизменной (рис. 4). Кроме того, эта энергия равняется энергии импульса, получаемого при одном выходном зеркале  $M_2$  (см. рис. 3). Иными словами использование второго выходного зеркала  $M_3$  не вызывает существенного изменения КПД ПГС. Однако при наличии двух выводов сигнальной волны тепловая и лучевая нагрузка на первый кристалл КТР существенно снижается. При любом коэффициенте отражения зеркала  $M_2$  выбором коэффициента отражения зеркала  $M_3$  всегда можно обеспечить режим генерации ПГС, при котором максимальная интенсивность

сигнальной волны на границах кристаллов не превышает пиковую интенсивность импульса накачки (рис. 5), что позволяет оперировать при расчетах лучевой стойкости ПГС только параметрами импульса накачки. Кроме того, снижение коэффициента отражения зеркала  $M_3$  способствует уменьшению поглощения холостой волны в кристалле1.

Следует отметить, что в случае двух выводов сигнальной волны порог генерации ПГС ( $S_{пор}$ ) возрастает. Однако, как показывает теоретический анализ, увеличение  $S_{пор}$  не является существенным. Например, при  $R_2=60\%$  замена глухого зеркала  $M_3$ , при котором из резонатора выходит один пучок, на полупрозрачное зеркало с  $R_3=60\%$  приводит к возрастанию  $S_{пор}$  всего лишь с 10 до 13 мДж.

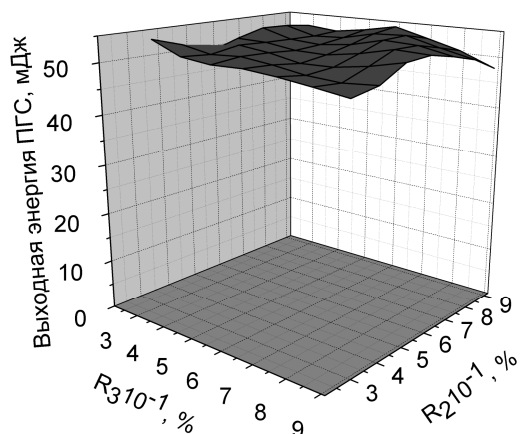


Рис. 4. Зависимость полной энергии ПГС от коэффициентов отражения  $R_2$  и  $R_3$  выходных зеркал  $M_2$  и  $M_3$ . (теоретический анализ при  $S_{нак}=100$  мДж)

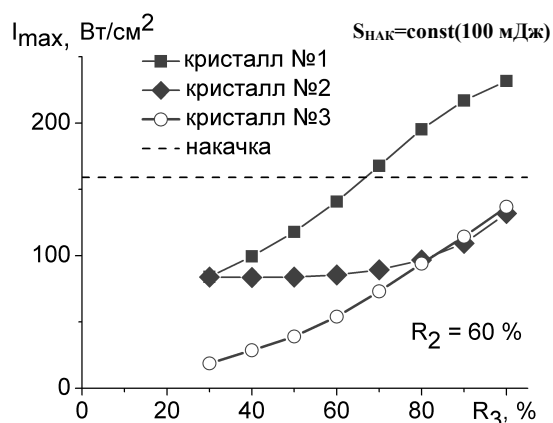


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности сигнальной волны на выходе из кристаллов КТР от коэффициента отражения  $R_3$  дополнительного выходного зеркала  $M_3$ .

Поскольку ПГС на кристаллах КТР генерирует линейно поляризованную сигнальную волну, то при повороте в одном из пучков вектора поляризации на  $90^0$  (например, посредством пластинки  $\lambda/2$ ) два выходных пучка объединяются в один с помощью дополнительных зеркал  $M_4$ ,  $M_5$  и поляризационного зеркала  $M_{п}$  (см. рис. 1). Соотношение энергий поляризационных составляющих единого выходного пучка управляется коэффициентами отражения выходных зеркал  $M_2$  и  $M_3$ .

Создание в трехзеркальном кольцевом ПГС на трех кристаллах КТР двух выводов сигнальной волны из резонатора уменьшает тепловую и лучевую нагрузки на кристаллы КТР без изменения КПД ПГС. При двух выводах максимальная интенсивность сигнальной волны на границах кристаллов КТР не превышает пиковую интенсивность импульса накачки, что повышает надежность работы ПГС.

#### Литература

1. В.Л. Наумов, А.М. Онищенко, А.С. Подставкин, А.В. Шестаков. Высокоэффективный параметрический преобразователь на кристаллах КТР// Квант. электрон. – 2000 – Т.30 – С.632 – 634.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ ВКР В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ**

<sup>1</sup>*University of Applied Sciences Wildau, Engineering Physics, Bahnhofstr., A14.216,  
15745 Wildau, Germany  
lisinetskii@fh-wildau.de*

<sup>2</sup>*TU Berlin — Institut für Optik und Atomare Physik. Str.d.17.Juni 135, D-10623 Berlin, Germany*

<sup>3</sup>*Институт физики им. Б.И. Степанова, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*

Изучение нелинейно-оптических свойств кремния является важной задачей с точки зрения фотоники. В частности, заметное развитие получило исследование ВКР преобразования в кремнии, были созданы различные ВКР-лазеры [1] на основе кремниевых волноводов, как импульсные, так и непрерывные, показана возможность создания модуляторов излучения на базе таких ВКР-лазеров. Высокий коэффициент ВКР усиления кремния в ИК области делает данный кристалл привлекательным также и для нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения средней и высокой мощности. Он мог бы стать заменой таким кристаллам, как КГВ или нитрат бария, чьи коэффициенты ВКР усиления заметно уменьшаются при переходе в ИК область спектра. Однако для этого необходимо использовать кристаллы кремния, а не волноводы. Получение же ВКР-генерации в кристаллах кремния затруднено такими паразитными процессами, как двухфотонное поглощение (ДФП) и поглощение свободными носителями (ПСН). Эти процессы сравнительно слабы и могут быть легко устранены в волноводах, но в кристаллическом кремнии их влияние существенно. В результате, к настоящему времени в кристаллическом кремнии ВКР наблюдалось лишь при температурах жидкого азота и ниже, что позволило получить резонансное ВКР, характеризующееся экстремально высоким (190 см/ГВт) коэффициентом ВКР усиления [2]. При комнатной температуре ВКР-генерация в кристаллическом кремнии не была получена.

В настоящей работе проведено численное исследование путей снижения порога генерации ВКР в кристаллическом кремнии при комнатной температуре. Существует ряд работ, посвященных численным расчетам ВКР в кремнии. Однако они все рассматривают режим малого (порядка 1 нс) времени жизни свободных носителей, который реализуется в волноводах. В данной работе рассматривается режим большого времени жизни свободных носителей (порядка 1 мкс), характерный для кристаллов. В работе рассчитаны пороги генерации ВКР на один проход и с использованием резонатора при возбуждении импульсами как наносекундной, так и субнаносекундной длительности.

Для расчета порога при генерации на один проход было получено следующее выражение, описывающее экспоненциальный рост интенсивности 1-й стоксовой компоненты ( $I_s$ ):

$$I_S(z, t) = I_{S0} \exp\left(\int_0^z (gI_P(z', t) - 2\beta I_P(z', t) - \sigma_S Q) dz'\right) = I_{S0} \exp(G_S(t)), \quad (1)$$

где  $I_{S0}$  – интенсивность излучения затравки,  $g$  и  $\beta$  – коэффициенты ВКР усиления и ДФП,  $\sigma_S$  – сечение ПСН,  $Q$  – концентрация свободных носителей, индуцированных за счет ДФП,  $I_P$  – интенсивность излучения накачки, рассчитываемая с учетом как ДФП, так и ПСН. В работе проводились расчеты усиления  $G_S$ . Значение  $G_S$ , равное 25, соответствует возникновению генерации ВКР. Расчеты были проведены для длины волны накачки, равной 1,341 мкм (диаметр пучка 0,5 мм). Значение коэффициента ВКР усиления варьировалось от 10 до 40 см/ГВт, что примерно соответствует разбросу данных по этому коэффициенту в литературе.

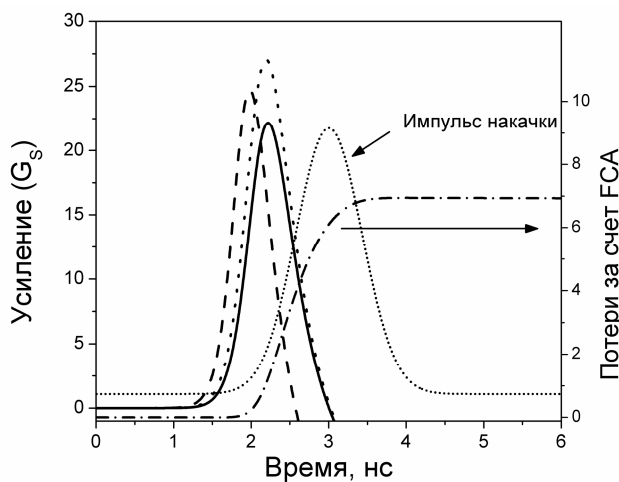


Рис 1. Зависимости усиления от времени, рассчитанные для различных длин взаимодействия и энергий импульса накачки: сплошная линия – 6 см и 6 мДж, штриховая линия – 6 см и 24 мДж, пунктирная линия – 9 см и 6 мДж. Штрих-пунктирная линия – потери стоксовой компоненты за счет ПСН, рассчитанные для 6 см и 6 мДж.

потери как на длине волны накачки, так и стоксовой компоненты (штрих-пунктирная линия). Потери за счет ПСН тем выше, чем выше интенсивность накачки. Поэтому увеличение энергии импульса накачки приводит не только к увеличению ВКР-усиления, но и к более быстрому росту потерь, в результате чего наблюдается лишь незначительный рост максимальной величины усиления  $G_S$ , при этом положение максимума смещается вперед. Из Рис.1 видно, что четырехкратное увеличение энергии накачки приводит лишь к небольшому (на 13%) росту максимального значения усиления. В тоже время увеличение длины взаимодействия в полтора раза приводит к увеличению усиления на 23%. Слабая зависимость усиления от энергии иллюстрируется также и Рис. 2, где представлены зависимости максимального значения усиления от энергии импульсов накачки и длины взаимодействия.

На Рис. 1 представлены зависимости усиления  $G_S$  и потерь, вызванных

ПСН  $\left(\int_0^L \sigma_S Q dz\right)$ , от времени, рассчитанные для длительности импульса 1 нс и  $g=20$  см/ГВт. Видно, что максимум усиления существенно сдвинут вперед во времени по отношению к максимуму интенсивности накачки. Это связано с тем, что образующиеся за счет ДФП свободные носители создают на протяжении остальной части импульса накачки очень высокие

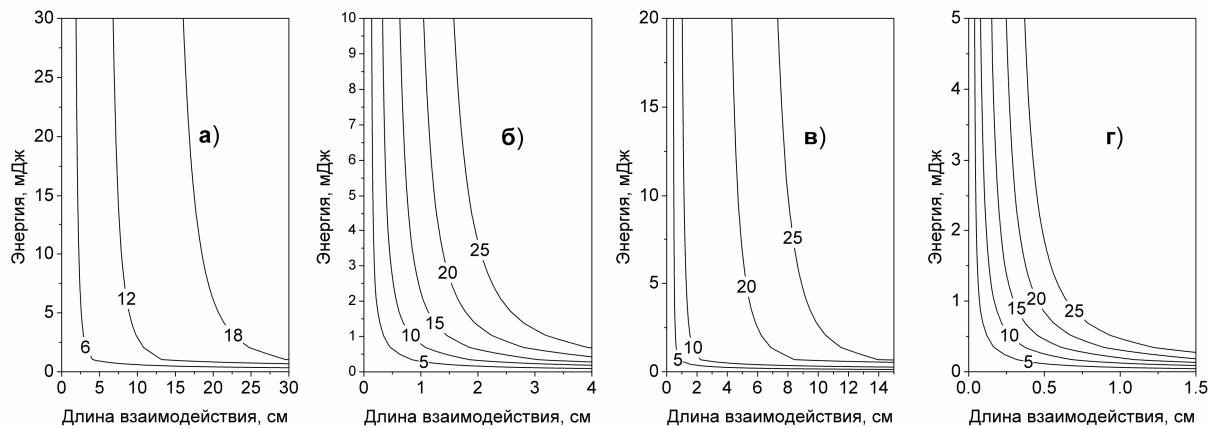


Рис. 2. Контурные графики зависимости усиления  $G_S$  от длины взаимодействия и энергии импульса накачки, рассчитанные для длительности импульса 1 нс (а, б) и 0.2 нс (в, г) и для значений коэффициента ВКР усиления 10 см/ГВт (а, в) и 40 см/ГВт (б, г). Значение  $G_S$ , равное 25, соответствует порогу генерации ВКР.

Таким образом, в отличие от ВКР в традиционных средах, где порог ВКР может быть достигнут путем увеличения энергии излучения накачки, в кремнии необходимо в первую очередь увеличивать длину взаимодействия, используя, например, многопроходные схемы. Также следует отметить, что из-за накопления ПСН-потерь во времени, ВКР преобразование на один проход коротких импульсов осуществить существенно легче, чем длинных. Так, при значении коэффициента ВКР усиления, равном 10 см/ГВт, для импульсов длительностью 1 нс порог не достигается даже при длине взаимодействия 30 см, а для импульсов длительностью 0,2 нс ВКР-генерация возможна при длине взаимодействия 8 см и выше.

Для преобразования импульсов длительностью несколько десятков наносекунд, чье ВКР преобразование на один проход крайне затруднено из-за потерь, связанных с ПСН, может быть использован ВКР лазер. Для описания развития стоксовой компоненты в ВКР лазере было получено следующее выражение:

$$I_S(t) = I_{S0} \cdot \exp\left(\frac{c}{L_{Opt}} \int_{t_1}^t (G_S(t') - L_S) dt'\right) = I_{S0} \cdot \exp(G_T(t)), \quad (2)$$

где  $t_1$  – время, с которого начинается накопление излучения стоксовой компонент,  $G_T$  – ВКР усиление, аналогичное усилению  $G_S$ ,  $L_S$  – потери на один проход, связанные с отражением на зеркалах резонатора. Как и при генерации на один проход, порог ВКР в резонаторе соответствует значению коэффициента  $G_T$ , равному 25.

Зависимости максимального значения усиления  $G_T$  от энергии накачки, рассчитанные для длительности импульса 50 нс, длины кристалла 3 см и для коэффициентов ВКР усиления, равных 10 см/ГВт и 20 см/ГВт представлены на Рис.3. Видно, что в первом случае порог ВКР достигается при использовании зеркал с отражением свыше 98%. При значении коэффициента



ВКР усиления, равном 20 см/ГВт порог, достигается даже при отражении зеркал, равном 40%, что соответствует отражению от непросветленных торцов кристалла кремния. Следовательно, использование ВКР лазера позволяет получить ВКР преобразование и для импульсов длительностью несколько десятков наносекунд.

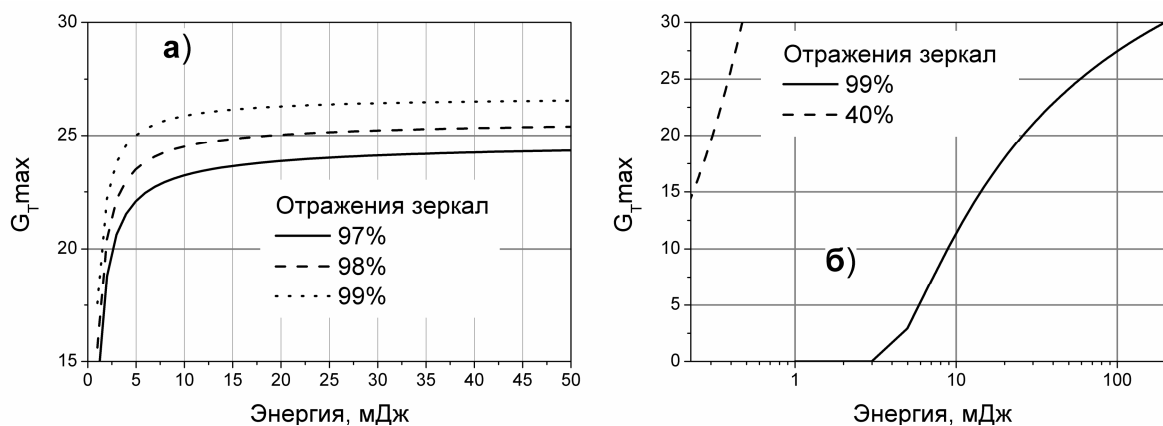


Рис.3 Зависимости усиления  $G_T$  от энергии накачки, рассчитанные для коэффициентов ВКР усиления 10 см/ГВт (а) и 20 см/ГВт (б).

Таким образом, в работе продемонстрировано, что в отличие от ВКР в обычных средах, в кристаллах кремния увеличение плотности энергии накачки слабо влияет на порог генерации, и основным параметром является длина взаимодействия. Рассчитаны необходимые длины взаимодействий. Продемонстрирована возможность использования ВКР лазера для преобразования импульсов длительностью несколько десятков наносекунд.

Проведено численное исследование путей снижения порога генерации ВКР в кристаллическом кремнии при комнатной температуре. Рассчитаны пороги генерации как ВКР на один проход, так и ВКР лазера. Продемонстрировано, что в отличие от ВКР в обычных средах, в кристаллах кремния увеличение плотности энергии слабо влияет на порог генерации, и основным параметром является длина взаимодействия.

#### Литература

1. Rong, H. et al., Monolithic integrated Raman silicon laser // Optics Express.- 2006.- V.14.- P. 6705-6712.
2. Ralston J.M. and Chang R.K., Spontaneous-Raman-scattering efficiency and stimulated scattering in silicon // Physical Review B.- 1970.- V.2.- P. 1858-1862.

**ЭФФЕКТИВНЫЙ НИЗКОПОРОГОВЫЙ ВКР ЛАЗЕР**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б.И. Степанова, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*University of Applied Sciences Wildau, Engineering Physics, Bahnhofstr., A14.216,  
15745 Wildau, Germany  
lisinetskii@tfh-wildau.de*

<sup>3</sup>*TU Berlin — Institut für Optik und Atomare Physik. Str.d.17.Juni 135, D-10623 Berlin, Germany*

Снижение порога генерации является одной из задач, возникающих при разработке основанных на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) преобразователей, поскольку высокий порог ВКР существенно ограничивает область применения таких преобразователей. Одним из путей снижения порога генерации ВКР является использование кристаллических сред, которые обладают высокой нелинейностью по сравнению с газообразными средами. Ранее применение таких сред позволило существенно снизить порог генерации ВКР и даже получить непрерывную ВКР генерацию [1-3]. Также удалось достичь снижения порога ВКР генерации (до 6 мкДж) и при возбуждении наносекундным импульсным излучением [4]. Была получена ВКР генерация пяти стоксовых компонент с общей квантовой эффективностью 68%. Однако эффективность генерации отдельно взятой компоненты не превышала 43%, что связано с преобразованием энергии в другие стоксовые компоненты, хотя для различных приложений, как правило, требуется концентрация энергии именно в одной наперед заданной стоксовой компоненте. В настоящей работе мы демонстрируем, что использование разработанной ранее для преобразования мощных импульсов техники подавления стоксовых компонент более высокого порядка [5], позволяет получить в низкороговых ВКР лазерах высокие эффективности преобразования в отдельно взятые стоксовые компоненты.

В работе экспериментально исследовались ВКР лазеры на основе нитрата бария, возбуждаемые излучением узкополосного одномодового Nd:YAG лазера (длина волны – 1,064 мкм, спектральная ширина – 0,25 см<sup>-1</sup>, длительность и частота следования импульсов - 15 нс и 10 Гц, соответственно). Резонаторы ВКР-лазеров были образованы двумя сферическими зеркалами с радиусами кривизны поверхности 10 см. Входное зеркало резонаторов имело высокое пропускание на длине волны накачки и высокое отражение на длинах волн 1й (1,197 мкм), 2й (1,369 мкм) и 3й (1,599 мкм) стоксовых компонент. Выходные зеркала различались. Первое зеркало (OC1\_1) отражало 78% на длине волны 1,197 мкм и максимально пропускало на длине волны 1,369 мкм. Второе выходное зеркало (OC2\_1) максимально отражало излучение на длине волны 1,197 мкм, отражало 65% на длине волны 1,369 мкм и пропускало излучение на

длине волны 1,599 мкм. Третье выходное зеркало (ОС3\_1) имело максимальное отражение на длинах волн 1,197 мкм и 1,369 мкм и отражало 78% на длине волны 1,599 мкм. Длина резонатора составляла 22 см. Длина кристалла нитрата бария составляла 7 см, на его торцы были нанесены антиотражающие покрытия. Излучение накачки фокусировалось в кристалл при помощи линзы с фокусным расстоянием 15 см, диаметр перетяжки составлял 160 мкм.

Пороги генерации ВКР составили 77 мкДж для первого ВКР лазера и 70 мкДж для второго и третьего. Зависимости выходных энергий стоксовых компонент для всех трех ВКР лазеров представлены на Рис. 1. Была получена генерация 1й, 2й, 3й и 4й (1,9 мкм) стоксовых компонент с общей квантовой эффективностью преобразования до 85% (для выходного зеркала ОС1\_1). Однако эффективности преобразования в отдельно взятой компоненте были невелики: 20% для 1й стоксовой компоненты, 58% для 2й, 38% для 3й и 21% для 4й стоксовой компоненты, соответственно.  $M^2$  фактор отдельно взятой компоненты составлял примерно 1,5-2, при отсутствии генерации компоненты следующего порядка. Возникновение такой генерации приводило к росту  $M^2$  до 4-6.

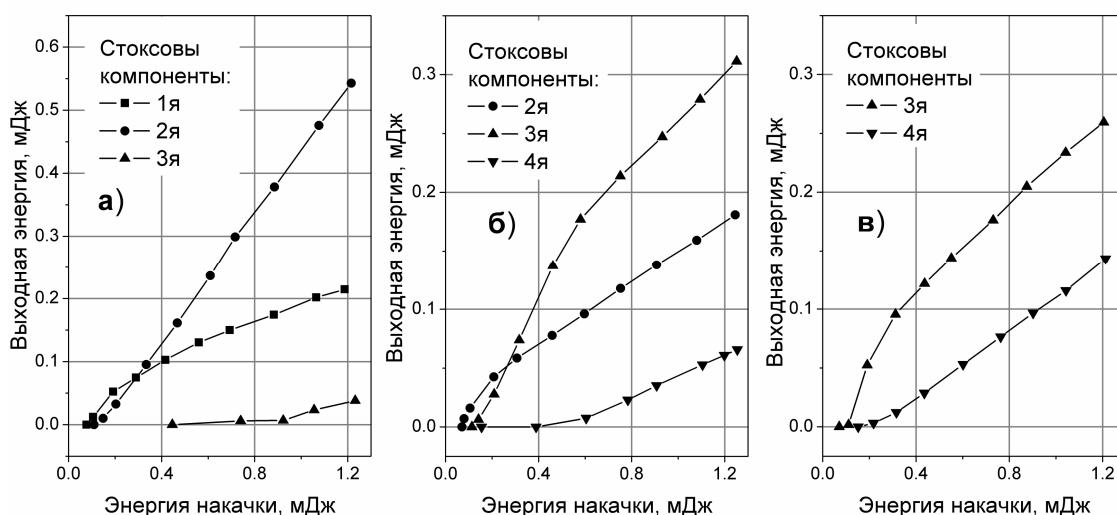


Рис. 1. Зависимости выходных энергий импульсов различных стоксовых компонент от энергии накачки для ВКР лазеров с выходными зеркалами ОС1\_1 (а), ОС2\_1 (б) и ОС3\_1 (в).

Таким образом для более эффективной генерации отдельно взятой стоксовой компоненты и для снижения ее  $M^2$  фактора необходимо подавление генерации стоксовой компоненты более высокого порядка.

Для подавления генерации стоксовых компонент более высокого, чем требуется, порядка можно использовать трехзеркальный резонатор, с дополнительным селективным зеркалом [5]. Поэтому для подавления генерации 2й стоксовой компоненты в резонатор с выходным зеркалом ОС1\_1 было введено дополнительное поворотное зеркало, максимально отражающее

излучение накачки и 1й стоксовой компоненты и максимально пропускающее излучение на длине волны 2й стоксовой компоненты.

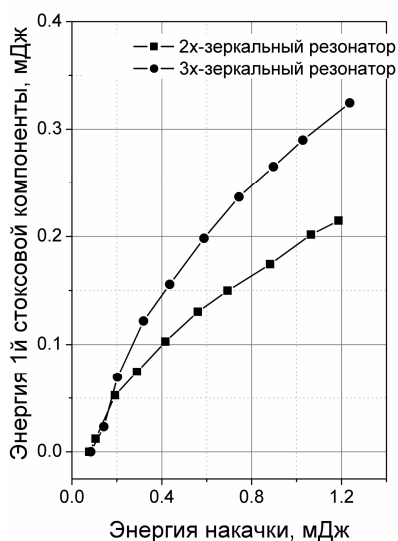


Рис. 2. Зависимости энергии импульсов 1-й стоксовой компоненты от энергии импульсов накачки для двухзеркального и трехзеркального резонаторов с выходным зеркалом ОС1\_1.

Применение такого трехзеркального резонатора привело к возрастанию квантовой эффективности 1й стоксовой компоненты (на Рис. 2 представлены зависимости энергий этой компоненты для двух- и трехзеркальных резонаторов), но лишь до 30%. Использование четырехзеркального резонатора с еще одним поворотным селективным зеркалом привело к совсем незначительному росту эффективности (до 32%). В обоих случаях наблюдалась довольно эффективная генерация 2й стоксовой компоненты, которая осуществлялась «на один проход».

Эффективная однопроходовая генерация 2й стоксовой компоненты связана с высоким коэффициентом отражения (78%) выходного зеркала на длине волны 1й стоксовой компоненты. Высокие коэффициенты отражения зеркал привели к образованию в резонаторе поля 1й стоксовой компоненты с высокой интенсивностью, что и способствовало генерации 2й стоксовой компоненты.

Таким образом, необходимо использовать выходное зеркало с меньшим коэффициентом отражения на длине волны 1й стоксовой компоненты.

Для повышения эффективности генерации 1й стоксовой компоненты было использовано выходное зеркало ОС1\_2 с коэффициентом отражения 34% на длине волны этой компоненты. Это зеркало также максимально отражало излучение накачки и максимально пропускало излучение 2й стоксовой компоненты. Поскольку выходное зеркало ОС1\_2 было плоским, длина резонатора была уменьшена так, чтобы размер моды резонатора был примерно равным размеру моды резонаторов, исследованных ранее.

На Рис.3а представлены зависимости энергии импульсов 1й стоксовой компоненты от энергии импульсов накачки для двух- и трехзеркального резонаторов с выходным зеркалом ОС1\_2. Видно, что в этом случае использование трехзеркального резонатора дает существенное увеличение выходной энергии и эффективности 1й стоксовой компоненты. Генерация 2й стоксовой компоненты в данном лазере была практически полностью подавлена. В результате выходная энергия импульсов 1й стоксовой компоненты превысила 0,8 мДж. Квантовая эффективность генерации этой компоненты составила 72%.  $M^2$  фактор пучка составил 1,5-2.

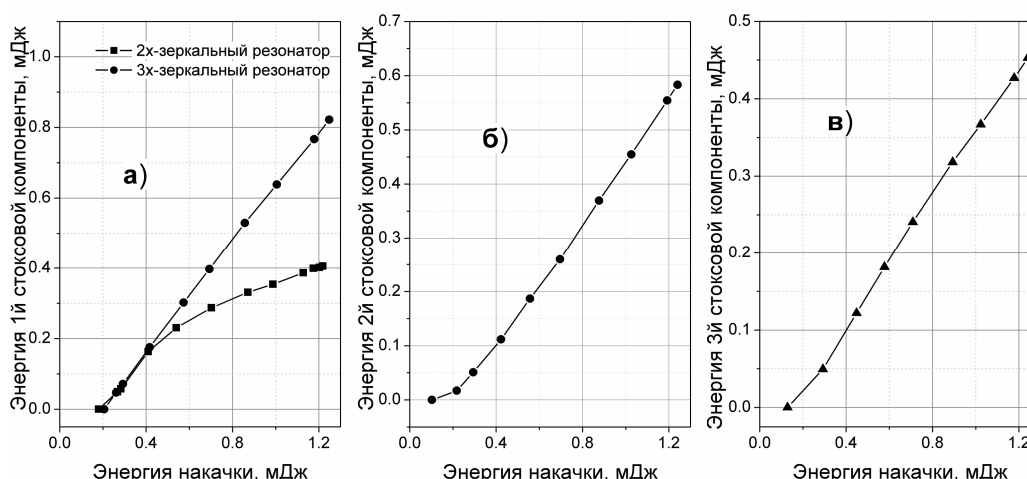


Рис. 3. Зависимости энергий 1й, 2й и 3й стоксовых компонент от энергии импульсов накачки для трехзеркальных резонаторов с выходными зеркалами ОС1\_2 (а), ОС2\_3 (б) и ОС3\_2 (в), а также для двухзеркального резонатора с выходным зеркалом ОС1\_2 (а).

Аналогично генерации 1й стоксовой компоненты, для эффективной генерации 2й и 3й стоксовых компонент были использованы трехзеркальные резонаторы с выходными зеркалами ОС2\_3 (максимальное отражение на длинах волн накачки и 1й стоксовой компоненты и отражение 38% на длине волны 2й стоксовой компоненты) и ОС3\_2 (максимальное отражение на длинах волн накачки, 1й и 2й стоксовых компонент, и 50% на длине волны 3й стоксовой компоненты). Зависимости энергий 2й и 3й стоксовых компонент от энергии накачки представлены на рисунках. Квантовые эффективности составили 60% для 2й стоксовой компоненты и 55% для 3й компоненты.  $M^2$  фактор пучков обоих компонент составлял 1,5-2.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность создания низкопороговых эффективных ВКР лазеров с квантовой эффективностью генерации отдельно взятой стоксовой компоненты до 72%.

На основе кристаллов нитрата бария созданы и исследованы эффективные низкопороговые ВКР лазеры. Получена максимальная общая квантовая эффективность генерации всех компонент, равная 85%, эффективности преобразования в первую, вторую, третью и четвертую стоксовы компоненты составили 72%, 62%, 55% и 21%, соответственно.

#### Литература

1. Grabtchikov A.S. et al., Multimode pumped continuous-wave solid-state Raman laser // Optics Letters.- 2004.- V.29.- P. 2524-2526.
2. Rong H. et al., A continuous-wave Raman silicon laser // Nature.- 2005.- V.433.- P. 725-728.
3. Demidovich A.A. et al., Continuous-wave Raman generation in a diode-pumped  $Nd^{3+}:Kd(WO_4)_2$  laser // Optics Letters.- 2005.- V.30.- P. 1701-1703.
4. Лисинецкий В.А. и др., Низкопороговая генерация лазеров на вынужденном комбинационном рассеянии при наносекундной накачке// ЖПС.-2008.- Т.75.- С.300-307.
5. Lisinetskii V.A. et al., Efficient high energy 1st, 2nd or 3rd Stokes Raman generation in IR region // Optics Communications.- 2007.- V.272.- P. 509-513.

Г.Т.Василюк<sup>1</sup>, С.А.Маскевич<sup>1</sup>, В.Ф.Аскирка<sup>1</sup>, А.Е.Герман<sup>1</sup>, А.А.Ярошевич<sup>1</sup>, В.М.Ясинский<sup>2</sup>,  
В.А.Барачевский<sup>3</sup>, А.О.Айт<sup>3</sup>

## ФОТОХРОМИЗМ В КОМПОЗИТНЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

<sup>1</sup>ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь,  
*vasilyuk@grsu.by*

<sup>2</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,

<sup>3</sup>Центр фотохимии РАН

В последние годы формируется новое нанотехнологическое направление – разработка фотохромных гибридных систем, включающих наночастицы металлов и полупроводников, а также фотохромные органические соединения [1, 2]. Такие системы обладают рядом интересных оптических свойств, проявляющихся в том, что благодаря фотохромизму, а также происходящим процессам переноса энергии и заряда в них можно осуществлять фотоуправляемую модуляцию оптических свойств наночастиц. Они позволят создать реверсивные фотоуправляемые нанопереклюватели для использования в информационных нанотехнологиях, прежде всего, элементах светочувствительных регистрирующих сред для оперативной побитовой оптической памяти сверхбольшой информационной емкости, а также для химических и биохимических сенсоров.

В настоящей работе исследованы спектрально-кинетические характеристики (при прямой и обратной реакциях фотоизомеризации в растворах и в твердофазном состоянии) фотохромных соединений класса диарилэтенон с целью выбора соединений с оптимальными свойствами для введения в гибридные наноструктурированные системы.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектами исследования в данной работе были фотохромные молекулы класса диарилэтенон, а также гибридные наноструктурированные системы на основе этих соединений, включающие в себя наноструктурированные коллоидные пленки серебра (ПС) и золота (ПЗ). Структура пленок контролировалась методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии (СБОМ), а оптические характеристики – спектрофотометрически. Свойства пленок различного типа, а также структура адсорбированных на них молекул дополнительно контролировались методом спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света. Данные ГКР спектроскопии сравнивались с результатами расчетов колебательных спектров этих молекул.

Пленки серебра получены путем вакуумного ( $p < 10^{-5}$  Торр) напыления серебра на стеклянные подложки со скоростью 0,04 нм/с в рабочей камере вакуумного поста ВУП-5.

Термический отжиг пленок проводили на воздухе (в муфельной печи) при температуре до 350°C [3,4].

Для получения коллоидов серебра разного размера (диаметром 8...40 нм) использовались стандартные методики боргидридного и цитратного восстановления, подробно описанные ранее [5,6]. Наночастицы золота с диаметром около 20 нм были получены путем цитратного восстановления золота в водном растворе по методу Туркевича [7, 8]. Для нанесения фотохромных соединений на металлические наночастицы и на твердофазные наноструктурированные системы был применен метод иммобилизации.

Для приготовления коллоидных пленок серебра и золота были использованы растворы золей, полученные путем цитратного и боргидридного восстановления в соответствии с описанными выше методиками. Для минимизации неоднородности получаемых твердофазных систем использовался метод послойного осаждения коллоидов серебра (путем окунания стеклянной подложки в коллоидный раствор и последующего высушивания). В качестве спейсера-модификатора кварцевой поверхности используется полилизин, являющийся поликатионом.

Для регистрации спектров оптической плотности в видимой и УФ областях применялся спектрофотометр SPECORD 200 (Carl Zeiss, Германия).

Измерение топографии поверхности пленок проводились в режиме "Tapping mode" на АСМ Ntegra Prima (NT-MDT) с использованием зондов Etalon HA\_NC (NT-MDT) с типичным радиусом кривизны 10 нм.

Для регистрации спектров комбинационного рассеяния и гигантского комбинационного рассеяния света исследуемых соединений, нанесенных из ацетонитрильных и этанольных растворов концентрацией ( $10^{-4} \dots 10^{-5}$ ) моль/л, применялся спектрометр ДФС-52 (ЛОМО, Россия) с использованием в качестве источника возбуждения аргонового лазера Omnichrome-543 (Omnichrome, Канада). Плотность мощности лазерного излучения на образце составляла 5...10 мВт/мм<sup>2</sup>.

Расчеты частот и форм нормальных колебаний исследуемых молекул выполнены с использованием пакета программ Hyper Chem V.5.0 полуэмпирическими методами PM 3, MNDO и MINDO 3.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рисунке 1 приведены примеры изображения поверхности наноструктурированных коллоидных пленок серебра, полученные методами АСМ, а на рисунке 2 - методами СБОМ. Данные пленки имеют гранулированную структуру [3,4,9]. При этом морфология поверхности пленок, полученных методом вакуумного напыления более однородна, а после отжига

становится квазипериодической. Вертикальные размеры (высота) кластеров серебра от 5 до 40 нм, горизонтальные (поперечные) – от 50 до 100 нм [3,4,9].

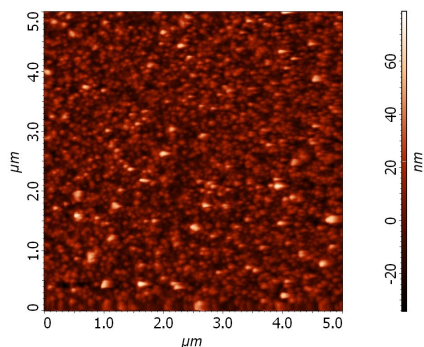


Рис. 1. АСМ-изображение твердофазной наноструктурированной системы на основе цитратного золя серебра

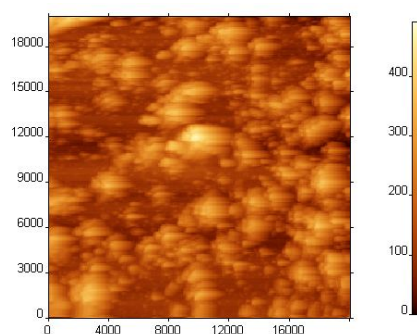


Рис. 2. СБОМ-изображение твердофазной наноструктурированной системы на основе цитратного золя серебра

Оптические характеристики и КР-усилительные свойства ПС определяются, главным образом, структурой их поверхности [3,4,9]. Так, спектры оптической плотности ПС определяются, в основном, возбуждением на металлических шероховатостях поверхностных плазменных резонансов [3, 9] и имеют максимум в области 400...500 нм (для полученных ПС).

Получены и интерпретированы спектры оптической плотности (примеры на рис.3), данные по кинетике фотопревращений и спектры КР и ГКР света (примеры на рис. 4) фотохромных соединений ряда диарилэтен в растворах и адсорбированном состоянии на некоторых наноструктурированных поверхностях до и после облучения активирующим излучением.

Выявлена обратимость фотохромных превращений, в том числе вблизи поверхности металла (рис.3, рис. 4), о чем, в частности, свидетельствует изменение относительной интенсивности полосы около  $1543\text{ см}^{-1}$  в спектре ГКР диарилэтена Sh1402 (рис.4), обусловленной колебаниями связи, участвующей в реакции фотоизомеризации.

Полученные результаты позволяют говорить о проявлении исследованными молекулами диарилэтен фотохромных свойств в твердофазном состоянии как на кварце, так и в присутствии наноструктурированной поверхности металла (серебра и золота).



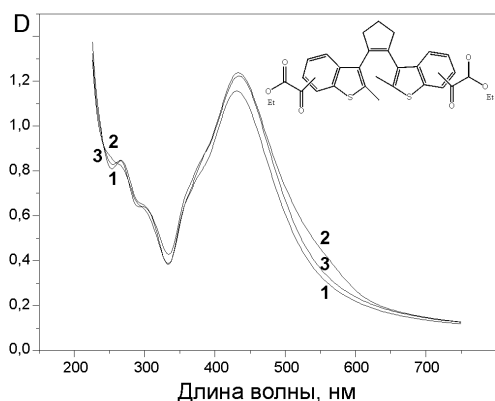


Рис.3. Спектры оптической плотности композитных наноструктур «металлическая наночастица-фотохром» (на основе соединения Sh1402 и золя серебра): до облучения (1); после облучения через светофильтр УФС1 в течение 360 секунд (2); после облучения через светофильтр УФС1 в течение 360 секунд и затем облучения светом длиной волны  $\lambda=488$  нм в течение 1200 секунд (3).

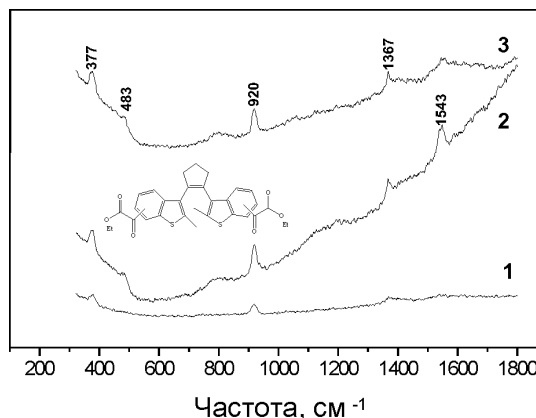


Рис.4. Спектры ГРП композитных наноструктур «металлическая наночастица-фотохром» (на основе соединения Sh1402 и золя серебра)  $\lambda_{\text{в}}=488$  нм: до облучения (1); после облучения через светофильтр УФС1 в течение 1200 секунд (2); после облучения через светофильтр УФС1 в течение 360 секунд и затем облучения светом длиной волны  $\lambda=488$  нм в течение 1200 секунд (3).

В работе исследованы спектрально-кинетические характеристики (при прямой и обратной реакциях фотоизомеризации в растворах и в твердофазном состоянии) фотохромных соединений класса диарилэтенов для введения в гибридные наноструктурированные системы. Благодаря фотохромизму, а также происходящим процессам переноса энергии и заряда в таких системах можно осуществлять фотоуправляемую модуляцию оптических свойств наночастиц, что позволяет создать реверсивные фотоуправляемые нанопереклюкатели для использования в информационных нанотехнологиях.

#### Литература

1. Барачевский В.А., Карпов Р.Е., Фотоника наноструктурированных систем на основе спиросоединений // Химия высоких энергий.- 2007.-41.- 226-238.
2. V.A. Barachevsky. Photonics of organic photochromic systems: Modern trends // J. Photochem. Photobiol. A.-2008.-V. 196.-P. 180-189.
3. Василюк Г.Т., Маскевич С.А., Свекло И.Ф., Герман А.Е., Гачко Г.А., Лиопо В.А. // Журн. прикл. спектроск. 2002. Т.69. № 4. С.471.
4. G.T. Vasilyuk, S.A. Maskevich, A.E. German, I.F. Sveklo, B.S. Lukyanov, L.A. Ageev / Surface Enhanced Raman Spectroscopy, Spectrophotometry and Atomic Force Microscopy Study of Photochromism of Spirocyclic Compounds on Nanostructured Metal Films // High Energy Chemistry, 2009, Vol.43, No.7, pp.521-526
5. P. C. Lee, D. Meisel / Adsorption and Surface enhanced Raman of Dyes on Silver and Gold Solutions // J. Phys. Chem.- 1982. -Vol.86. -P.3391-3395.
6. C.N. Lok [et al.] / Silver nanoparticles: partial oxidation and antibacterial activities // J. Biol. Inorg. Chem.-2007.-Vol. 12. - P. 527-534.
7. J. Turkevich / Colloidal gold. Part I // Gold Bull.- 1985.- Vol. 18 (3).- P.86-91.
8. J. Turkevich et al. / Method for Gold Nanoparticle Synthesis Revisited // JPC B.- 2006.- V.110.- P. 15700-15707.
9. Feofanov A., Ianoul A., Kryukov E., Maskevich S., Vasilyuk G., Kivach L. and Nabiev I. // Anal. Chem. 1997.V.69. P.3731

## СТАБИЛИЗАЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И.Степанова  
пр. Независимости, 68, 220072, Минск, Беларусь  
r.vlasov@dragon.bas-net.by

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет,  
пр. Независимости, 4, 220050, Минск, Беларусь  
v.volkov@tut.by

Как было показано в работе [1], при распространении оптических солитонов в средах с быстрой фокусирующей и медленной дефокусирующей нелинейностями существует возможность взаимокompенсации нелинейных возмущений, обусловленных инерционностью нелинейного отклика среды. Условия неискаженного распространения оптических солитонов в средах с двухкомпонентной нелинейностью могут быть обеспечены соответствующим выбором интенсивности и длительности импульса в пределах между временами релаксации быстрой и медленной компонентами нелинейности. Представляет интерес исследование влияния релаксационных возмущений на динамику импульсных пучков, в частности, влияние инерционности нелинейного отклика на устойчивость поперечной структуры импульсных оптических вихрей [2,3].

Рассмотрим модельную задачу для обобщенного уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + |E|^2 E - |E|^4 E - \left( \alpha \frac{\partial |E|^2}{\partial t} + \beta \int_{-\infty}^t |E|^2 \exp((t'-t)/\tau) dt' \right) E = 0, \quad (1)$$

которое, в отличие от известной модели [2], стандартным образом дополнено членами, отвечающими учету инерционности нелинейности [1]. Постоянные  $\alpha$   $\beta$  находятся в обратной пропорциональной зависимости от времени релаксации быстрой и медленной компонент нелинейности соответственно, а  $\tau$  – время релаксации медленной компоненты, нормированное на длительность импульса.

Для определения условий взаимокompенсации нелинейных возмущений, связанных с инерционностью нелинейности, используем тот факт, что каждая из компонент релаксирующей нелинейности в отдельности приводит к самоиндуцированному частотному сдвигу импульса. При этом под влиянием быстрой фокусирующей компоненты наблюдается сдвиг частоты в низкочастотную область, в то время как дефокусирующая компонента производит обратный эффект. Совместное проявление этих эффектов носит характер конкуренции и при определенных условиях может приводить к частичному или даже полному подавлению их суммарного вклада в модификацию спектра импульса. Условия максимального подавления

самоиндуцированного частотного сдвига в рамках рассмотренной модели (1) определяется соотношением между коэффициентами  $\alpha$  и  $\beta$ . Преобладание частотного сдвига, производимого кокой либо из компонент, может быть идентифицировано посредством группового запаздывания импульса. Для характеристики группового запаздывания импульса рассмотрим функционал вида

$$\psi(E(z)) = \iiint_{r,\varphi,t} tr |E(r, \varphi, t, z)|^2 dt d\varphi dr.$$

В случае, когда исходный импульс при  $z = 0$  симметричен относительно точки  $t = 0$ ,  $E(r, \varphi, t, 0) = E(r, \varphi, -t, 0)$ , то  $\psi(E(0)) = 0$ . Очевидно, что групповое запаздывание импульса, возникающее вследствие самоиндуцированного частотного сдвига, приводит к росту абсолютной величины  $\psi(E(z))$ . Таким образом, задача определения соотношения между параметрами  $\alpha$  и  $\beta$ , при котором влияние релаксационных возмущений на динамику импульса будет минимально, сводится к стандартной однопараметрической задаче оптимизации с целевой функцией в виде абсолютной величины функционала  $\psi(E(z))$ .

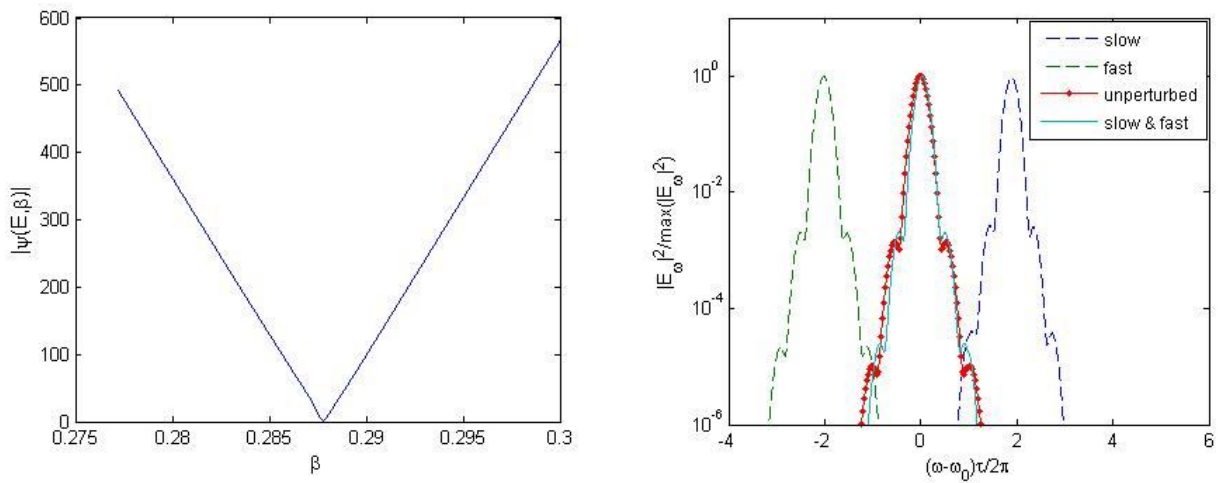


Рис. 1. Абсолютное значение функционала  $\psi(E)$  как функция  $\beta$  при  $\alpha = 0,1328$  (слева), и спектр импульсного вихря после прохождения дистанции  $z=1000$  при различных комбинациях релаксационных возмущений (справа): slow ( $\beta = 0,2878$ ,  $\alpha = 0$ ), fast ( $\alpha = 0,1328$ ,  $\beta = 0$ ), slow and fast ( $\alpha = 0,1328$ ,  $\beta = 0,2878$ ), unperturbed ( $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0$ ).

На рис. 1 представлена зависимость  $|\psi(E(z = z_0 + 50))|$  от значения параметра  $\beta$  при фиксированном значении параметра  $\alpha = 0,1328$ . Начальные условия задачи соответствуют режиму устойчивого распространения импульсного вихря с топологическим зарядом  $m = 1$  [2]. Как видно из рисунка, минимальное значение функционала достигается при  $\beta \cong 0,2878$ . На

этом же рисунке представлены спектры вихревого импульса на дистанции  $z = 1000$  при наличии и отсутствии релаксационных возмущений двухкомпонентной среды.

В случае, когда возмущения отсутствуют,  $\alpha = \beta = 0$ , спектр импульса остается практически неизменным. В однокомпонентном случае, когда  $\alpha = 0,1328$ ,  $\beta = 0$ , спектр импульса испытывает частотный сдвиг в низкочастотную область спектра. Наличие медленной дефокусирующей нелинейности при мгновенном отклике фокусирующей нелинейности ( $\beta = 0,2878$ ,  $\alpha = 0$ ) вызывает обратный эффект – сдвиг спектра в высокочастотную область. Абсолютная величина частотного сдвига в последних двух случаях практически совпадает. Совместное проявление релаксационных возмущений двухкомпонентной среды при условии минимума  $|\psi(E(z = z_0 + 50))|$  не приводит к заметным искажениям спектра и динамика импульса остается близкой к случаю отсутствия данных возмущений.

Компенсация частотного сдвига в средах с двухкомпонентной нелинейностью проявляется также в стабилизации поперечной структуры и временной огибающей импульса. В качестве критериев оценки устойчивости импульсных вихревых пучков рассмотрим поведение интегралов энергии  $P$  азимутальных возмущений  $P_s$ :

$$P(z) = \sum_k \int_r \int_t \int_\varphi |E_k(r, \varphi, z, t)|^2 d\varphi dt dr,$$

$$P_s(z) = P^{-1}(z) \sum_{s \neq m_r} \int_t \int_\varphi \left| E_k(r, \varphi, z, t) \exp(\pm i s \varphi) \right|^2 dt dr.$$

Как показывают численные эксперименты на примере импульсного вихря с топологическим зарядом  $m = 1$ , устойчивого при отсутствии релаксационных возмущений, появление инерционности в одной из компонент нелинейности (быстрой или медленной) порождает более сильное рассеяние энергии импульса и азимутальную неустойчивость его поперечной структуры. Наиболее существенный вклад в дестабилизацию вихревого импульса вносит быстрая компонента (см. рис. 2).

В то же время совместное влияние релаксационных факторов двухкомпонентной среды при условии максимальной взаимокompенсации частотного сдвига характеризуется отсутствием роста азимутальных возмущений и потерь энергии, т.е. динамика импульса остается практически идентичной невозмущенному случаю.

Аналогичные закономерности наблюдаются и для импульсных вихрей с топологическим зарядом  $m = \pm 2$ , для которых отсутствуют азимутально устойчивые режимы распространения [2]. В этом случае важно подчеркнуть, что скорость роста азимутальных возмущений в двухкомпонентной среде при условии взаимокompенсации самоиндуцированного

частотного сдвига оказывается существенно ниже по сравнению с невозмущенным случаем (см. Рис. 3).

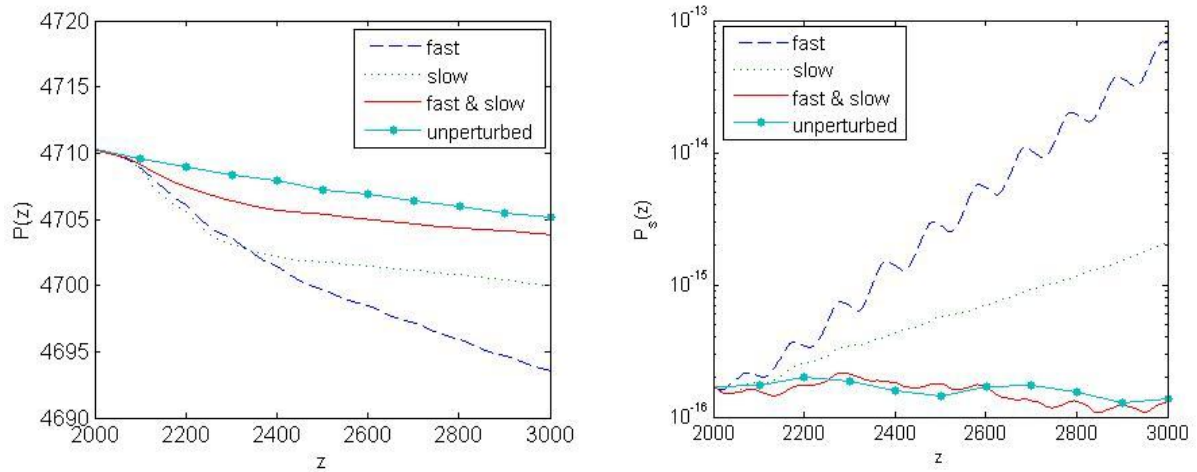


Рис. 2. Динамика интеграла энергии (слева) и азимутальных возмущений импульсного вихря (справа) под влиянием различных факторов двухкомпонентной нелинейности: slow ( $\beta = 0,2878$ ,  $\alpha = 0$ ), fast ( $\alpha = 0,1328$ ,  $\beta = 0$ ), slow and fast ( $\alpha = 0,1328$ ,  $\beta = 0,2878$ ), unperturbed ( $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0$ ).

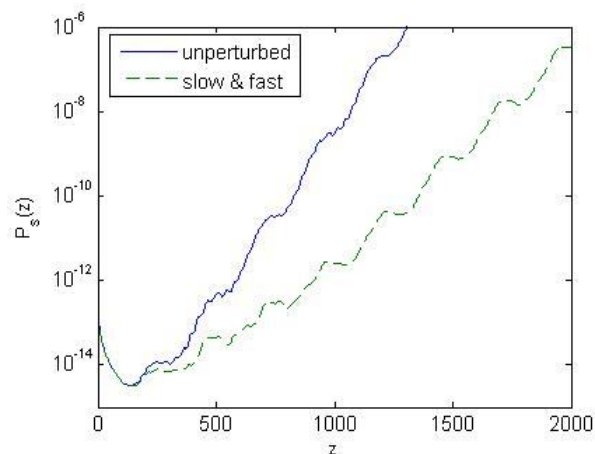


Рис. 3. Динамика азимутальных возмущений импульсного вихря с топологическим зарядом  $m = 2$  в невозмущенном случае ( $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0$ ), и при условии максимальной взаимокompенсации самоиндуцированного частотного сдвига ( $\alpha = 0,2$ ,  $\beta = 0,3662$ ).

Подводя итог, отметим, что фактор релаксации нелинейности в целом оказывает деструктивное влияние на стабильность поперечной структуры импульсных оптических вихрей. Тем не менее, в двухкомпонентных средах, характеризующихся одновременно быстрой фокусирующей и медленной дефокусирующей нелинейностями, существует возможность взаимной компенсации их совместного влияния на спектр и поперечную структуру таких импульсных пучков. Более того, при условии минимизации самоиндуцированного частотного

сдвига отмечается стабилизирующее действие двухкомпонентной нелинейности, которое выражается в заметном подавлении скорости роста азимутальных возмущений по сравнению со случаем сред с безынерционной нелинейностью.

Выявленные закономерности могут наблюдаться при распространении импульсных вихревых оптических пучков субпикосекундной длительности в средах с керровской (быстрой) нелинейностью, которые, как правило, характеризуются также и медленной дефокусирующей тепловой нелинейностью.

Работа частично поддержана БРФФИ (грант Ф10Р-103).

Представлены результаты численного моделирования динамики вихревых импульсных оптических пучков в средах с инерционностью нелинейного отклика. Показано, что при наличии в среде быстрой фокусирующей и медленной дефокусирующей нелинейностей возможна взаимокompенкация их совместного вклада в модификацию спектра импульсных вихревых пучков. При этом достигается существенное подавление скорости роста азимутальных возмущений их поперечной структуры.

Литература

- [1] Afanas'ev A.A., Doktorov E.V., Vlasov R.A., Volkov V.M. *Evolution of femtosecond solitons in a cubic medium with a two-component relaxing nonlinearity* // Optics Comm. – 1998 – V. 153. P.83-89.
- [2] Mihalache D., Mazilu D., Crasovan L.-C. et. al. *Stable spinning optical solitons in three dimensions*// Phys. Rev. Lett. – 2002– V. 88, 073902.
- [3] Malomed B. A., Mihalache D., Wise F. and Torner L. *Spatial optical solitons* // Journal of Optics B. – 2002 – V.7. P 53-72.

**ОСОБЕННОСТИ ВКР ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ КГВ И НИТРАТА БАРИЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

*<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
tikhomirov@imaph.bas-net.by*

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) фемтосекундных импульсов в кристаллах привлекает внимание новыми возможностями преобразования частоты сверхкоротких лазерных импульсов, а также особенностями протекания самого процесса ВКР в условиях, интересных с точки зрения фундаментальных проблем нелинейной оптики. Эти условия характеризуются высокой степенью нестационарности процесса рассеяния вследствие существенного превышения временами дефазировки молекулярных колебаний длительностей возбуждающих лазерных импульсов, развитием конкурирующих нелинейных эффектов, возможностью когерентного рассеяния сразу на нескольких молекулярных колебаниях, захватываемых широкой спектральной полосой возбуждающих импульсов. Последнее соответствует режиму рассеяния, получившему название импульсивное ВКР. Импульсивные условия могут приводить к одновременному когерентному возбуждению в твердотельных средах нескольких колебательных мод и образованию когерентных фононов.

Сильная нестационарность и развитие конкурирующих процессов приводят к существенным трудностям при реализации ВКР для фемтосекундных импульсов. Как результат, в литературе имеется весьма ограниченное число работ, посвященных этому вопросу. В [1] ВКР-усиление фемтосекундных импульсов получено при использовании газообразного водорода как активной среды. В [2] благодаря специальной геометрии возбуждения было продемонстрировано возможность реализации ВКР-генерации фемтосекундных импульсов в кристаллических средах в сильно нестационарных условиях. Недавно нами [3] было показано, что кристалл КГВ - является хорошим кандидатом для реализации широкополосного фемтосекундного ВКР усилителя с полосой пропускания существенно более широкой в сравнении со спектром накачки.

В настоящей работе приводятся результаты исследования нестационарного ВКР в комбинационно-активных кристаллах КГВ и нитрата бария при накачке их фемтосекундными импульсами. Выбранные кристаллы существенно различаются как по количеству комбинационно активных линий в спектре спонтанного рассеяния, так и временам дефазировки молекулярных колебаний, что важно для выяснения причин формирования регистрируемого общего контура ВКР-усиления. Исследование ВКР осуществлялось в режиме усиления

пробного импульса, когда в качестве усиливаемого излучения использовался фемтосекундный суперконтинуум. Это обеспечивало возможности работы ниже порога ВКР, исследования динамики процессов в режиме реального времени, автоматического выбора требуемых спектральных компонент из широкополосного зондирующего источника.

Эксперименты проводились с использованием спектрометра, в основе которого лежит генератор фемтосекундных импульсов на Ti:Sapphire, синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd:YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью. Лазерная система позволяет получать с частотой 10 Гц перестраиваемые в спектральном диапазоне 770 – 810 нм импульсы длительностью  $\sim 150$  фс и энергией  $E$  до 1 мДж. На рис 1 приведена схема эксперимента. Импульсы основной частоты делятся на две части в отношении 1:4. Более интенсивный пучок после прохождения регулируемой линии задержки используется в качестве импульса накачки. В качестве затравочного излучения используются импульсы суперконтинуума (380 - 1100 нм), генерируемые в кювете с водой длиной 1 см при фокусировке более слабой части импульсов основной частоты. Измерение нестационарного нелинейного отклика исследуемых кристаллов осуществлялось по двухлучевой схеме с формированием опорного и сигнального импульсов. Опорный импульс проходит через кристалл задолго ( $\sim 3$  нс) до прихода импульса накачки. Сигнальный импульс (усиливаемое излучение) и импульс накачки пространственно и во времени совмещается в комбинационно активном кристалле с использованием фокусирующей оптики и линии задержки. Спектры сигнального и опорного импульсов для каждой лазерной вспышки регистрируются и обрабатываются системой на основе полихроматора, ПЗС-матрицы и микропроцессора.

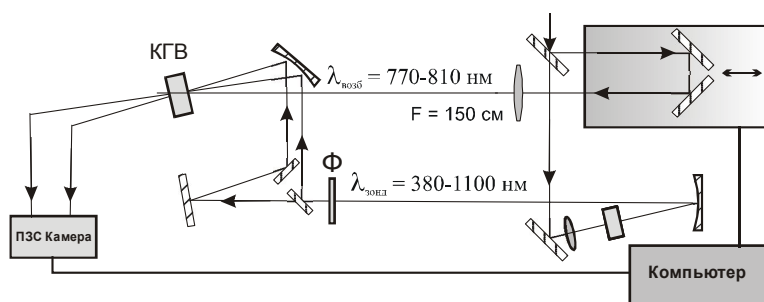


Рис. 1. Схема эксперимента

На рис. 2 приведены спектры стоксового ВКР-усиления для исследуемых кристаллов в условиях минимально возможного чирпа накачивающих фемтосекундных импульсов при двух уровнях интенсивности возбуждения. Здесь же изображены спектры спонтанного комбинационного рассеяния для тех же ориентаций кристаллов и спектр возбуждающего импульса. Видно, что формирование общего контура широкополосного ВКР усиления



наблюдается только в случае кристалла КГВ. Регистрируется спектр усиления с полушириной порядка 45 нм ( $650 \text{ см}^{-1}$ ), что более чем в 5 раз превышает полуширину используемых накачивающих импульсов. Следует отметить, что наблюдаемые максимумы в контуре полосы усиления слабо коррелируют с положением линий, регистрируемых в спектре спонтанного комбинационного рассеяния, а общий вид контура с изменением интенсивности накачки практически не меняется. Интересной особенностью полученных спектров является наличие интенсивного усиления в области низкочастотных колебаний, которые обычно себя в ВКР практически не проявляют. Как видно из рис. 2,а, практически все комбинационно активные линии кристалла КГВ оказываются вовлеченными в формирование общего контура усиления. В случае кристалла нитрата бария формирования общего широкого контура усиления при тех же условиях возбуждения не наблюдается (рис. 2,б). Сравнение экспериментальных результатов позволяет сделать заключение о том, что одним из условий формирования общего контура полосы ВКР усиления при накачке комбинационно-активного кристалла фемтосекундным импульсом является наличие достаточно большого числа близкорасположенных комбинационно активных линий.

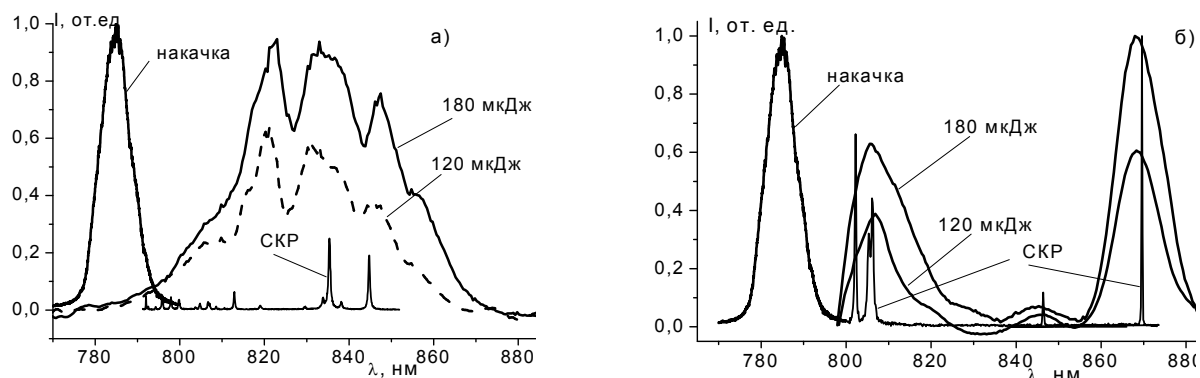


Рис. 2. Спектры полос ВКР- усиления комбинационно-активных кристаллов при двух уровнях накачки. а) КГВ; б) нитрат бария

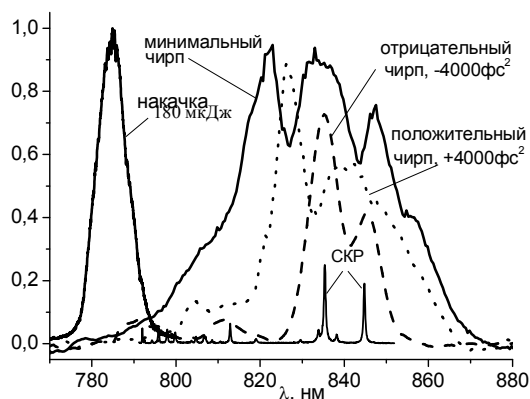


Рис. 3. Спектры ВКР- усиления кристалла КГВ при различных значениях чирпа накачки

Исследовано влияние чирпа импульсов накачки на ВКР-усиление. Изменение чирпа осуществлялось отстройкой компрессора регенеративного усилителя фемтосекундного спектрометра. На рис. 3 приведены спектры полос ВКР-усиления кристалла КГВ при различных значениях чирпа накачки. Оказалось, что максимально широкий контур полосы ВКР-усиления реализуется при минимально

возможном чирпе накачки, что соответствует минимальной длительности, и, соответственно, максимальной пиковой мощности импульсов накачки с данной энергией. Положение максимумов в контуре полосы, как уже отмечалось выше, не соответствует положению комбинационно-активных линий в спектре спонтанного КР, что может, в частности, указывать на появление новых комбинированных частот при одновременном когерентном возбуждении нескольких колебательных мод в условиях широкополосной накачки. Соответствие максимумов в контуре усиления спектру КР наблюдается лишь в случае отрицательного чирпа накачки, тогда как при небольшом положительном чирпе образование общего усредненного контура только облегчается. Этот факт находит простое объяснение, если принять во внимание следующее обстоятельство. Фемтосекундный континуум, используемый в качестве затравочного излучения, имеет естественный положительный чирп, приобретаемый в процессе генерации и прохождения оптических элементов измерительной схемы. Таким образом, создавая искусственно положительный чирп накачки, мы как бы подстраиваем его под чирп зонда, в то время как в случае отрицательного чирпа рассогласование только усиливается. Все это указывает на решающее значение фазовых соотношений при формировании широкополосного контура ВКР-усиления в условиях когерентной фемтосекундной накачки.

Проанализирована временная кинетика нелинейно-оптического отклика образцов на возбуждение фемтосекундными импульсами (рис.4). Помимо кинетики наведенных изменений сигнала в области временного перекрытия возбуждающего и зондирующего импульсов, (усиление в стоксовой и ослабление в антистоксовой спектральной областях) практически совпадающей с аппаратной функцией спектрометра, во всей спектральной области регистрации наблюдается долговременной осциллирующий сигнал (рис. 4,а).

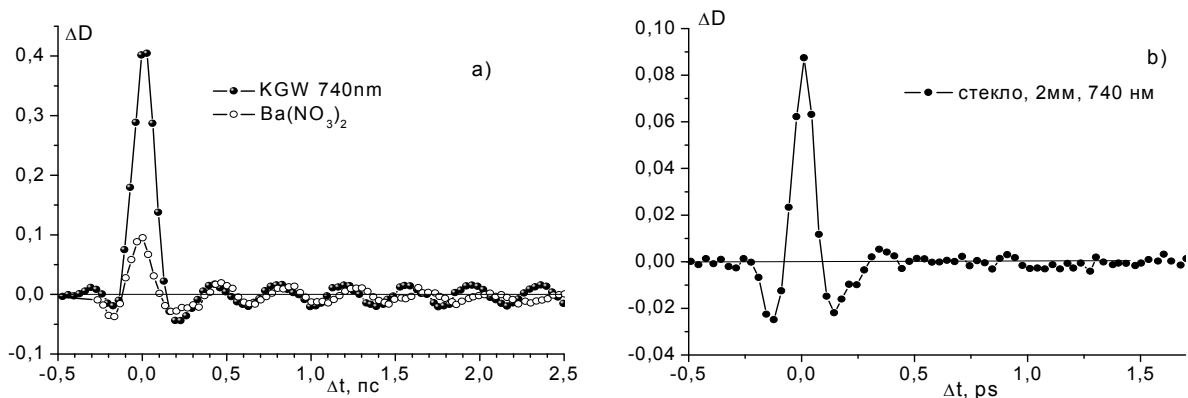


Рис. 4. Кинетика нелинейно-оптического отклика образцов на возбуждение фемтосекундным импульсом: а) – комбинационно-активные кристаллы; б) – стекло.

Период осцилляций составил 385 фс ( $\nu = 2,6$  ТГц) и 400 фс ( $\nu = 2,5$  ТГц) для кристаллов КГВ и нитрата бария, соответственно. В дополнительных измерениях для аморфного стеклянного образца, в котором эффект ВКР отсутствует, регистрируется только типичный

когерентный отклик в области временного перекрытия импульсов, обусловленный нерезонансной керровской нелинейностью (рис.4,б). Таким образом, наблюдаемые осцилляции в амплитуде нелинейно-оптического отклика во всем спектральном диапазоне зондирования следует связать с возможностью возбуждения в условиях широкополосной фемтосекундной накачки когерентных колебательных состояний кристаллической решетки. В этом случае регистрируемый эффект есть результат пульсаций поляризации среды вследствие возбуждения и распада таких когерентных колебательных состояний среды. Следует отметить, что измеренное время затухания "инерционного" нелинейно-оптического отклика для кристаллов КГВ и нитрата бария составляет  $\sim 20$  и  $4$  пс, соответственно.

В работе продемонстрирована возможность реализации ВКР усиления фемтосекундных импульсов в нестационарно-импульсивном режиме в кристаллической среде. В случае кристалла КГВ происходит зависящее от чирпа взаимодействующих импульсов формирование широкополосного контура ВКР усиления с шириной полосы до  $45$  нм ( $650$  см $^{-1}$ ) по полувысоте, что более чем в  $5$  раз превышает спектральную полосу импульсов накачки ( $8.5$  нм). В этом контуре проявляются новые максимумы, не совпадающие с максимумами в спектре спонтанного КР. Наблюдаемые осцилляции в амплитуде нелинейно-оптического отклика исследованных кристаллов интерпретированы как результат пульсаций поляризации среды вследствие возбуждения и распада когерентных колебательных состояний кристаллической решетки возникающих в процессе ВКР-преобразования.

Литература.

1. Krulov V., Rebane A., Erni D., Olikainen O., Wild U., Bespalov V., Staselko D. // Opt. Lett. - 1996.- 21.- P.2005 - 2010.
2. Grabtchikov A.S., Chulkov R.V., Orlovich V.A., Schmitt M., Maksimenko R., and Kiefer W. // Opt. Lett. - 2003.- v.28.- P. 926-928.
3. Baganov O.V., Busko D.N., Grabtchikov A.C., Orlovich V.A., Tikhomirov S.A. // Int. Conf. "CLEO/EUROPE - EQEC 2009", Munich, Germany, 14-19 July 2009, CA.P.1 TUE.

**ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ВЫРАЩЕННЫЕ  
ИЗ РАСПЛАВОВ GaSe:AgGaS<sub>2</sub> и GaSe:AgGaSe<sub>2</sub>**

<sup>1</sup>*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,  
проспект Академический 10/3, 634021 Томск, Россия  
yuandreev@imces.ru*

<sup>2</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь  
v.petukhov@ifanbel.bas-net.by*

<sup>3</sup>*Институт геологии и минералогии СО РАН, пр-т Коптюга 3, 630090 Новосибирск, Россия*

Благодаря уникальному набору физических свойств, слоистые нелинейные кристаллы (НК)  $\epsilon$ -GaSe р-типа широко используются в лабораторных условиях для эффективной генерации излучения среднего ИК и терагерцового (ТГц) диапазона путем параметрического преобразования частоты (ППЧ) фемтосекундных Ti:Sapphire и Cr:Forsterite лазеров. Легко отделяемые от выращенных буль и отсеleetированные по оптическому качеству образцы толщиной в десятки и сотни микрометров обеспечивают генерацию сверхширокополосного ТГц-излучения со спектральной шириной от долей до десятков ТГц [1]. Эффективность ППЧ в ТГц-диапазон по энергетическим параметрам в этом случае превышает  $10^{-4}$ –0,1%. Генерация перестраиваемого узкополосного ТГц-излучения путем смешения частот одного источника накачки в одном рабочем элементе позволяет перекрыть сверхширокий диапазон 2,7–38,4 и 58,2–3540 мкм [2] и далее до 5640 мкм [3], а пиковая мощность достигает 209 Вт.

С другой стороны, предельно низкие механические свойства (почти нулевая твердость по шкале Мооса и легкость расслоения) сдерживают применение ППЧ фемтосекундных импульсов в прикладных устройствах внелабораторного использования. Накопление дефектов спайности, дислокаций, вторых фаз и соответствующее увеличение оптических потерь, уменьшение теплопроводности и объемной лучевой стойкости с увеличением толщины образцов до необходимых субсантиметровых-сантиметровых размеров не позволяет реализовать на основе НК GaSe эффективные ППЧ длинных лазерных импульсов. Разброс параметров от образца к образцу, обусловленный вариациями технологически неуправляемого количества дефектов, затрудняет определение оптимальных режимов работы и потенциальных возможностей ППЧ на основе НК GaSe. В итоге, остается неопределённым их место и роль в нелинейной кристаллопике. В ППЧ лазерных пучков с высокими энергетическими параметрами и в эксплуатационных характеристиках ППЧ длинных импульсов лазерного излучения НК GaSe радикально уступают, так называемому, «стандарту» нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона – НК ZnGeP<sub>2</sub> и другим широко используемым кристаллам.

Благодаря способности легко воспринимать различные примеси, механические и другие физические свойства НК GaSe, ответственные за эффективность и эксплуатационные характеристики ППЧ на их основе, существенно модифицируются путем легирования алюминием (Al) [4], серой (S) [5], индием (In) [6], Те [7, 8], эрбием (Er) [9], интригующе – тройными компаундами AgGaSe<sub>2</sub> [10] и AgGaS<sub>2</sub> [4], а также путем выращивания соответствующих твердых растворов. Под легированием, в отличие от выращивания нелинейных кристаллов твердых растворов (НКТР), понимается введение примеси в концентрации не приводящей к изменению параметров кристаллической решетки исходного кристалла. Лучшие результаты в плане увеличения эффективности ППЧ длинных лазерных импульсов получены при использовании НКТР Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Se за счет улучшения линейных оптических свойств (устранения дефектов спайности, вакансий, количества дислокаций) [10], Ga<sub>1-x</sub>Er<sub>x</sub>Se [9] и GaSe<sub>1-x</sub>Te<sub>x</sub> [7, 8] за счет увеличения коэффициента нелинейной восприимчивости и GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> [5] за счет модификации всей совокупности физических свойств благодаря возможностям увеличения отношения смещения до высокого значения  $x \leq 0,5$ . Кристаллы выращенные из расплава GaSe:AgGaS<sub>2</sub> ранее идентифицированы нами как НКТР GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> [2], что объясняет основную физическую природу их достоинств. Кроме того, эти НКТР имеют более однородное распределение серы и характеризуются большей микротвердостью неустановленной физической природы. Состав и физические свойства НК выращенных из расплава GaSe:AgGaSe<sub>2</sub>, демонстрирующих двойное преимущество в генерации второй гармоники в сравнении с НК ZnGeP<sub>2</sub>, не были определены [10].

Целью данной работы является комплексное исследование состава, кристаллической структуры, всей совокупности физических свойств кристаллов выращенных их расплавов GaSe:AgGaS<sub>2</sub> и GaSe:AgGaSe<sub>2</sub>, а также модельное и экспериментальное исследование параметрических преобразователей частоты на их основе.

Тройные соединения AgGaS<sub>2</sub> и AgGaSe<sub>2</sub> (монокристаллы которых имеют точечную группу симметрии  $\bar{4}2m$ ), использованные в качестве примесей, не могут образовывать НКТР с НК GaSe, относящимися к другой точечной группе симметрии  $\bar{6}m2$ . Тем не менее, из расплавов GaSe:AgGaSe<sub>2</sub> (номинальный состав Ag<sub>0,067</sub>Ga<sub>0,95</sub>Se<sub>1</sub>) и [2(GaSe)]<sub>0,9</sub>:(AgGaS<sub>2</sub>)<sub>0,1</sub> (номинальный состав Ag<sub>0,05</sub>Ga<sub>0,95</sub>Se<sub>0,9</sub>S<sub>0,1</sub>) вертикальным методом Бриджмена были выращены монокристаллы. Температурный градиент фронта кристаллизации при их выращивании из исходных компонентов особой чистоты составил 10 град/см при скорости протяжки 6 мм/день.

Элементный состав выращенных кристаллов определен электронно-эмиссионным методом (ЕРМА) с помощью электронно-эмиссионного микроскопа LEO 1430 с усреднением по локальным площадям размером 100×100 мкм<sup>2</sup>. Он показал наличие 2,19 масс% серы, но не позволил обнаружить содержание серебра в НК выращенном из расплава GaSe:AgGaS<sub>2</sub>. Содержание серебра определено методом атомно-абсорбционной спектрометрии (ААС) в воздушно-ацетиленовом пламени с помощью последовательного рентгенофлуоресцентного

волнодисперсионного спектрометра Z-8000 (Hitachi). Содержание серы уточнено методом оптической эмиссионной спектроскопии с индуктивно связанной плазмой (ICP-OES) с помощью спектрометра iCAP 6500 (Thermo Scientific) после растворения образца в азотной кислоте. В конечном счете состав выращенного кристалла идентифицирован как легированный серебром НКТП  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ , а именно  $\text{GaSe}_{0,9}\text{S}_{0,1}:\text{Ag}$  (0,06 масс%). Аналогичным образом кристаллы выращенные из расплава  $\text{GaSe}:\text{AgGaSe}_2$  идентифицированы как легированные серебром НК  $\text{GaSe}$ , а именно  $\text{GaSe}:\text{Ag}$  (0,04 масс%). Установлено, что оба кристалла, выращенные из расплава, имеют на порядок более однородное, по отношению к традиционному способу легирования, распределение серебра и серы ( $\pm 0,05$  масс%). Сравнительное исследование политипной структуры рентгеновским методом оказалось затруднительным из-за перекрытия основных рефлексов существующих 4-х политипов чистых и легированных кристаллов  $\text{GaSe}$ : асимметричных и пригодных для нелинейно-оптических применений  $\epsilon$ -,  $\gamma$ - и  $\delta$ -политипа и centrosymmetricного, непригодного для применений  $\beta$ -политипа. Для их идентификации предложен нелинейно-оптический метод, основанный на экспериментальном определении различий в угловых зависимостях эффективных коэффициентов нелинейной восприимчивости второго порядка от углов фазового синхронизма  $\theta$  и  $\varphi$ . Он позволил идентифицировать структуру выращенных кристаллов как структуру  $\epsilon$ -политипа, характерную для чистых кристаллов  $\epsilon$ - $\text{GaSe}$ , и их пригодность для применения в составе ППЧ.

Благодаря легированию серебром, достоинством НКТП  $\text{GaSe}_{0,9}\text{S}_{0,1}:\text{Ag}$  (0,06 масс%), является в 1,6–1,9 раза более высокая микротвердость ( $20 \text{ кг/мм}^2$ ), по отношению к чистым НК  $\text{GaSe}$ , и на 25% более высокая, чем у исследованных для сравнения НКТП  $\text{GaSe}_{0,91}\text{S}_{0,1}$ . Выращенные НКТП  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  утратили основные недостатки чистых слоистых кристаллов  $\text{GaSe}$  – низкую, почти нулевую, твердость по шкале Мооса и легкость расслоения, что сделало их пригодными (Рис. 1) для механической обработки (резке в нужной ориентации и полировки) и использования в составе прикладных оптических устройств. Высокоэффективные кристаллы выращенные из расплава  $\text{GaSe}:\text{AgGaSe}_2$  являются в реальности НК  $\text{GaSe}:\text{Ag}$  (0,06 масс%), также пригодными для полировки; прямое легирование серебром не дает приемлемого результата [10].

НКТП  $\text{GaSe}_{0,9}\text{S}_{0,1}:\text{Ag}$  (0,06 масс%) охарактеризованы как практически идентичные по оптическим свойствам НКТП  $\text{GaSe}_{0,91}\text{S}_{0,09}$ , за исключением части ТГц-диапазона с  $\lambda < 0,4 \text{ мкм}$ . Несколько более высокие оптические потери в этой части спектра пропускания, как установлено, обусловлены повышенной концентрацией свободных носителей заряда. НК  $\text{GaSe}:\text{Ag}$  (0,04 масс%) идентичны по оптическим свойствам НК  $\text{GaSe}$ . Результаты преобразования частоты фемтосекундных импульсов излучения  $\text{Ti:Sapphire}$  лазера в НКТП  $\text{GaSe}_{0,9}\text{S}_{0,1}:\text{Ag}$  (0,06 масс%) и  $\text{GaSe}_{0,91}\text{S}_{0,09}$  идентичны (Рис. 1б). При генерации разностных частот 60-фс импульсов двух генераторов бегущей волны в образцах субмиллиметровой

толщины получена эффективность преобразования по пиковой мощности свыше 50%, а при генерации второй гармоники 200 нс импульсов  $\text{Er}^{3+}$ :YSGG-лазера в 2,4 раза выше, чем в GaSe.

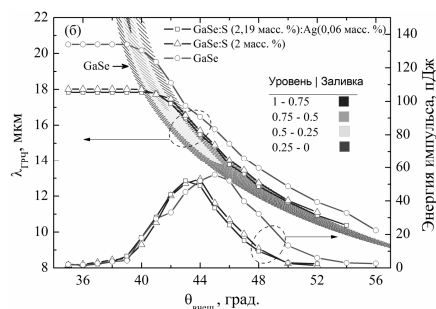
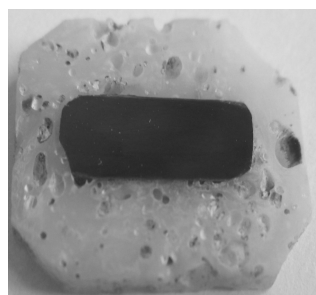


Рис.1. Вид на обработанный кристалл  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x:\text{Ag}(0,06 \text{ масс.}\%)$  (а), результат ППЧ импульсов  $\text{Ti:Sapphire}$  лазера ( $\lambda=800 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda=30 \text{ нм}$ ):  $\lambda_{\text{Грч}}$  – длина волны генерируемого излучения,  $\theta_{\text{внеш.}}$  – внешний угол фазового синхронизма, шкала эффективности приведена на вставке в рисунок (б).

Описана технология выращивания из расплавов  $\text{GaSe:AgGaS}_2$  и  $\text{GaSe:AgGaSe}_2$ , соответственно, нелинейных кристаллов твердых растворов (НКТП)  $\epsilon\text{-GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  и нелинейных кристаллов (НК)  $\epsilon\text{-GaSe}$  легированных серебром. Выращенные НКТП  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  утратили основные недостатки чистых слоистых кристаллов GaSe – низкую твердость по шкале Мооса и легкость расслоения.

#### Литература

1. Terahertz spectroscopy: principles and applications. – Ed. Usan L. Dexeimer. – CRC Press, Boca Raton, 2008. – 331 p.
2. Shi W., Ding Yu. J. A monochromatic and high-power terahertz source tunable in the ranges of 2.7–38.4 and 58.2–3540  $\mu\text{m}$  for variety of potential applications // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84. – No. 10. – P. 1635–1637.
3. Ding Yu. J., Shi W. Widely Tunable Monochromatic THz Sources Based on Phase-Matched Difference-Frequency Generation in Nonlinear-Optical Crystals: A Novel Approach // *Laser Phys.* – 2006. – V. 16. – No. 4. – P. 562–570.
4. Andreev Yu. M., Lanskii G. V., Kokh K. A., Morozov A. N., Shaiduko A. V., Zuev V. V. AgGaS<sub>2</sub>- and Al-doped GaSe crystals for IR Applications // *Opt. Commun.* – 2010 (в печати).
5. Andreev Yu. M., Lanskii G. V. SHG phase matching in GaSe and mixed  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ ,  $x \leq 0.412$ , crystals at room temperature // *Opt. Express.* – 2008. – V. 16. – No. 13. – P. 9951–9957.
6. Andreev Yu. M., Lanskii G. V., Atuchin V. V., Gavrilova T. A. SHG in doped GaSe:In crystals // *Opt. Express.* – 2008. – V. 16. – No. 13. – P. 9978–9985.
7. Андреев Ю. М., Винник Е. Н., Ланский Г. В., Морозов А. Н., Лье Ч.-В., Ку Ш.-А. Перестраиваемый генератор терагерцового излучения на основе нелинейных кристаллов твердых растворов  $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$  // Восьмое сибирское совещание по климато-экологическому мониторингу: Мат-лы рос. конф. / Под ред. М.В. Кабанова. – Томск: Аграф-Пресс, 2009. – 408 стр. – 2009. – С. 380–381.
8. Mandal K. C., Kang S. H., Choi M. III–VI Chalcogenide Semiconductor Crystals for Broadband Tunable THz Sources and Sensors // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics.* – 2008. – V. 14. – No. 2. – P. 284–288.
9. Chen Ch.-W., Tang T.-T. Optical properties and potential applications of  $\epsilon\text{-GaSe}$  at terahertz frequencies // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2009. – V. 26. – No. 9. – P. A58–A65.
10. Singh N. B., Suhre D. R., Rosch W., Meyer R., Marable M., Fernelius N. C., Hopkins F. K., Zelmon D. E., Narayanan R. Modified GaSe crystals for mid-IR applications // *J. Cryst. Growth.* – 1999. – V. 198. – P. 588–592.

**ЗАХВАТ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ИНЕРЦИОННОЙ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова, проспект Независимости, 68,  
220072, Минск, Беларусь  
dvnovitsky@tut.by*

Исследование нелинейно-оптических свойств фотонных кристаллов получило широкое развитие в последние годы (см., например, обзоры [1]). Если слои одномерного фотонного кристалла состоят из материалов, обладающих нерезонансной кубической (керровской) нелинейностью, в таком фотонном кристалле возможно наблюдение компрессии импульса на субмиллиметровых расстояниях и формирование стационарных солитоноподобных импульсов [2]. Однако даже самый быстрый (электронный) механизм керровской нелинейности характеризуется временами релаксации порядка нескольких фемтосекунд [3]. Поэтому при рассмотрении взаимодействия сверхкоротких (фемтосекундных) импульсов с нелинейным фотонным кристаллом необходимо учитывать инерционные свойства нелинейности.

Рассмотрение этой проблемы может быть проведено на основе численного решения волнового уравнения (метод конечных разностей во временной области, или FDTD метод) с учетом модели Дебая для релаксации нелинейности среды [4, 5]. Оказывается, что при определенной, достаточно большой интенсивности импульса, обеспечивающей существенную добавку к показателю преломления слоев, наблюдается захват большей части энергии импульса в фотонной структуре (рис. 1). Энергия импульса может храниться внутри системы в течение длительного времени (более чем в 100 раз превышающего время прохода импульса через линейный кристалл), причем ее распределение соответствует форме импульса (рис. 2). Процесс перераспределения интенсивности излучения и его выхода из структуры проходит крайне медленно. При дальнейшем увеличении интенсивности падающего импульса наблюдается быстрый выход излучения в виде отраженного света (см. рис. 1), что связано с захватом импульса уже вблизи входной поверхности фотонного кристалла.

Анализ механизма захвата импульса показывает, что он связан с формированием внутри фотонного кристалла своеобразного динамического нелинейного «резонатора», ограничивающего излучение за счет локальных вариаций отражательных характеристик структуры. При этом необходимыми оказываются как периодическая модуляция линейной части показателя преломления (наличие собственно фотонного кристалла), так и инерционные свойства нелинейности среды. Подробное обсуждение этого вопроса можно найти в работе [5].



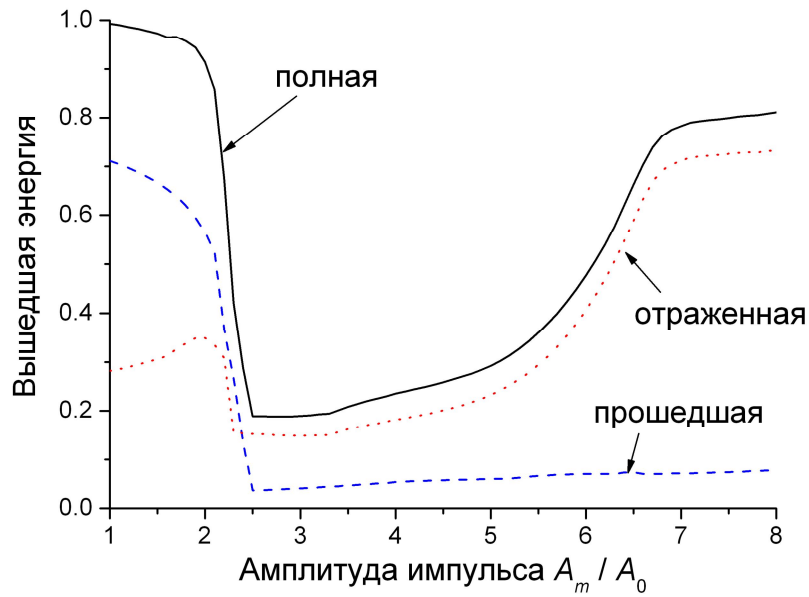


Рис. 1. Зависимость доли энергии импульса, которая покинула фотонный кристалл за время  $t = 200t_p$  после запуска импульса (это более чем в 6 раз превышает время, необходимое импульсу для прохождения через кристалл), от величины амплитуды импульса (в единицах  $A_0 = \sqrt{I_0}$ ). Параметры фотонного кристалла:  $n_1 = 2$ ,  $a_1 = 0,4$  мкм,  $n_2 = 1,5$ ,  $a_2 = 0,24$  мкм, число периодов  $N = 200$ . Длина волны излучения  $\lambda = 1,064$  мкм, длительность гауссового импульса  $t_p = 30$  фс. Коэффициент нелинейности сред равен  $n_2 I_0 = 0,005$ , время релаксации нелинейности  $t_{nl} = 6$  фс.

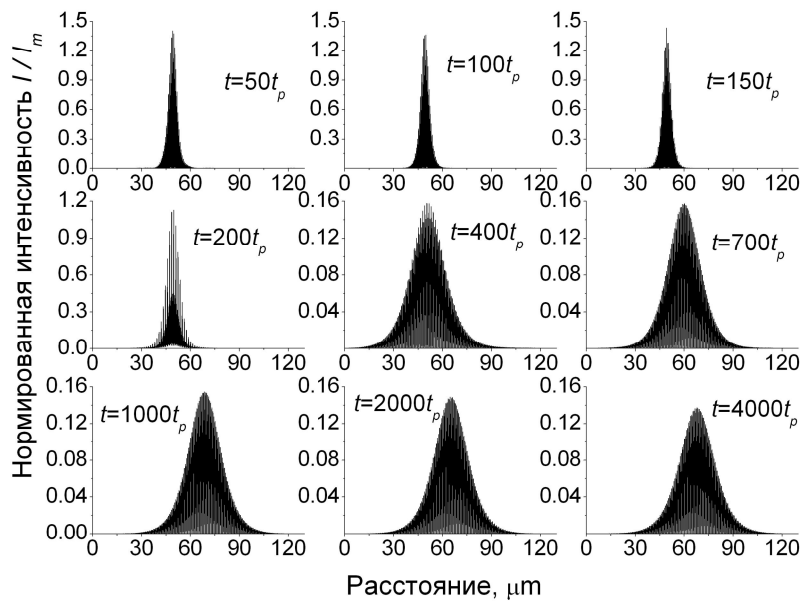


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения внутри фотонного кристалла в различные моменты времени. Амплитуда импульса  $A_m = 3A_0$ . Остальные параметры – на рис. 1.

Отдельный интерес представляют оптимальные условия захвата импульса, т.е. диапазон времен релаксации нелинейности и длительностей импульса, в пределах которого этот эффект проявляется наиболее ярко.

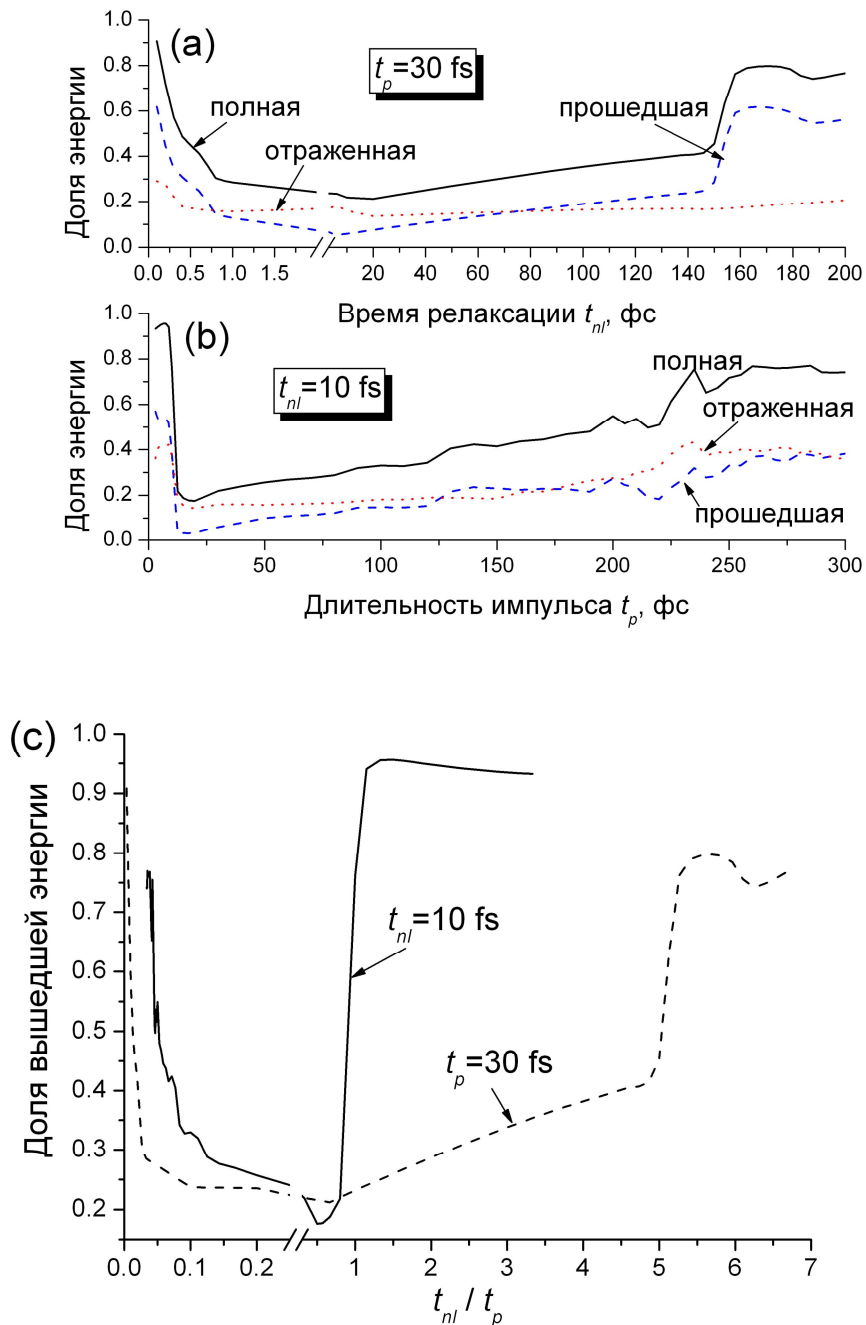


Рис. 3. Зависимость доли энергии импульса, которая покинула фотонный кристалл за время  $t = 200t_{p0} = 6$  пс после запуска импульса, от (a) времени релаксации нелинейности, (b) длительности импульса, (c) отношения этих времен. Амплитуда импульса  $A_m = 4A_0$ . Остальные параметры – на рис. 1.

Результаты исследования этого вопроса представлены на рис. 3. Зависимость доли энергии, вышедшей из фотонного кристалла, от времени релаксации (рис. 3а) аналогична кривым на рис. 1: резкое уменьшение доли прошедшей энергии при малых  $t_{nl}$  (менее 1 фс), медленное возрастание и резкий подъем кривых для прошедшей и полной энергий. Полный диапазон времен релаксации, в котором наблюдается захват импульса достаточно широк: от долей фемтосекунд (инерция нелинейности практически не сказывается на импульсе – фактически случай мгновенной нелинейности) до примерно 150 фс (среда реагирует столь медленно, что нелинейность не успевает сказаться на поведении проходящего импульса). Оптимальное значение времени релаксации  $t_{nl} \approx 10$  фс.

Если зафиксировать величину времени релаксации ( $t_{nl} = 10$  фс), то зависимость доли энергии, вышедшей из фотонного кристалла, от длительности импульса (рис. 3б) получается несколько иной: по-прежнему резкий переход к захвату импульса при малых длительностях ( $t_p \approx 10$  фс, что соответствует импульсу всего из нескольких периодов, неспособному образовать устойчивый нелинейный «резонатор») и монотонный рост как отраженной, так и прошедшей энергий. Такой длинный импульс, превышающий по длине фотонный кристалл, также не способен образовать «резонатор»: излучение довольно быстро покидает структуру. Оптимальное значение длительности импульса для наблюдения эффекта захвата  $t_p \approx 20$  фс. Рис. 3с показывает, что время релаксации может варьироваться в более широких пределах, чем длительность импульса.

Таким образом, можно наблюдать эффективный захват импульса, используя среды с достаточно медленной инерционной нелинейностью.

В работе сообщается о новом эффекте захвата сверхкороткого светового импульса в одномерном фотонном кристалле, обусловленном инерционными свойствами нелинейности материала. Анализируются оптимальные условия наблюдения этого явления.

#### Литература

1. Bertolotti M. Wave interactions in photonic band structures: an overview // J. Opt. A. – 2006. – V.8. – P.S9-S32; Notomi M. Manipulating light with strongly modulated photonic crystals // Rep. Prog. Phys. – 2010. – V.73. – P.096501.
2. Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. Компрессия световых импульсов в фотонных кристаллах // Квант. электрон. – 1998. – Т.25. – С.885-890.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988.
4. Vlasov R.A., Smirnov A.G. Compression of femtosecond light pulses by one-dimensional photonic crystals with two-component relaxing nonlinearity // Phys. Rev. E. – 2000. – V.61. – P.5808–5813.
5. Novitsky D.V. Pulse trapping inside a one-dimensional photonic crystal with relaxing cubic nonlinearity // Phys. Rev. A. – 2010. – V.81. – P.053814.

УДК 535.323-14:621.378.32

Ю.М. Андреев<sup>1</sup>, В.А. Горобец<sup>2</sup>, В.В. Зуев<sup>1</sup>, К.А. Кох<sup>3</sup>, Г.В. Ланский<sup>1</sup>, А.Н. Морозов<sup>1</sup>,  
В.О. Петухов<sup>2</sup>, А.В. Шайдуко<sup>1</sup>

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРОВ В МОДИФИЦИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ GaSe

<sup>1</sup>*Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН,  
проспект Академический 10/3, 634021 Томск, Россия  
yuandreev@imces.ru*

<sup>2</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь  
v.petukhov@ifanbel.bas-net.by*

<sup>3</sup>*Институт геологии и минералогии СО РАН, пр-т Коптюга 3, 630090 Новосибирск, Россия*

Проведено модельное и экспериментальное исследование возможностей реализации и параметров параметрических преобразователей частоты (ППЧ) CO<sub>2</sub>-лазеров в средний ИК и терагерцовый (ТГц) диапазоны спектра на основе чистых нелинейных кристаллов (НК) GaSe, модифицированных путем легирования S, In, Te, а также S и Ag одновременно и в кристаллах твердых растворов (НКТР) Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Se и GaSe<sub>1-x</sub>(S<sub>x</sub>, Te<sub>x</sub>). Технология и физические свойства выращенных кристаллов приведены в работах [1, 2]. В данной работе авторы придерживаются следующих обозначений. Химическая формула легированных, например серой, кристаллов записывается как GaSe:S (содержание легирующей примеси в%). Химическая формула соответствующего НКТР записывается как GaSe:GaS (содержание легирующего компонента в%) или как GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>, с последующим указанием нормированного отношения смешения x. Под легированием понимается введение примеси в концентрации не приводящей к изменению параметров кристаллической решетки НК GaSe, а под глубоким легированием – приводящей к ним, что трактуется как получение НКТР GaSe и обозначается как НКТР GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>, Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>Se.

Исследование химического состава показала дефицит в содержании халкогенидов относительно состава закладки в десятки процентов для легированных НК и в доли процентов для НКТР. Кристалл выращенной из расплава с номинальным составом Ag<sub>0,05</sub>Ga<sub>0,95</sub>Se<sub>0,9</sub>S<sub>0,1</sub> идентифицирован как НКТР GaSe<sub>0,9</sub>S<sub>0,1</sub>:Ag (0,06 масс.%), а из расплава GaSe:AgGaSe<sub>2</sub> – как НК GaSe:Ag (0,04 масс.%). Для характеристики политипной структуры предложен нелинейно-оптический метод, заключающийся в сравнении функционального вида экспериментальных диаграмм фазового синхронизма (ФС), как функции полярных углов f(θ, φ), с расчетными выражениями для различных (ε, γ, δ и β) политипов чистых и модифицированных НК GaSe. Все образцы идентифицированы как монокристаллы ε-политипа точечной группы симметрии  $\bar{6}2m$ , пригодные для ППЧ. После определения спектров коэффициентов поглощения α спектральными приборами, проведена их абсолютная калибровка путем измерения локальных значений α ≤ 0,1-0,2 см<sup>-1</sup> с помощью малоапертурных лазерных пучков, исключая влияние

микродефектов на результаты измерений. Показано, что, спектр поглощения сдвигается линейно с ростом  $x$  в коротковолновую сторону лишь у НК  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$  до  $\lambda=0,52$  мкм.

Для характеристики оптической однородности предложено использовать исследуемые образцы в качестве аттенуаторов излучения накачки Nd:YAG лазера, перед каким-либо кристаллом-ГВГ, и последующую регистрацию поля распределения интенсивности ВГ цифровыми камерами. Сравнение картин полей распределения интенсивности при внесенным и извлеченном образце с трассы пучка накачки дает контрастную картину распределения значений  $\alpha$  благодаря экспоненциальной зависимости пропускания от  $\alpha$  (закон Бугера) и квадратичной зависимости мощности ВГ от мощности накачки.

На Рис.1 приведены рассчитанные диаграммы фазового синхронизма (ФС) для генерации второй гармоники (ГВГ), с использованием известных дисперсионных уравнений (здесь не идентифицированы) и экспериментальные данные по углам ФС.

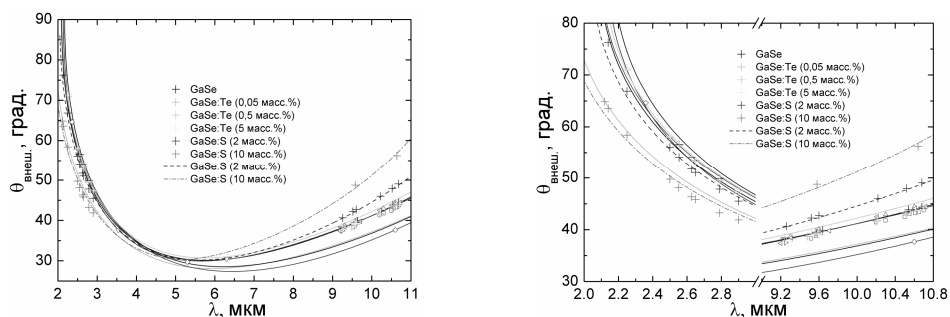


Рис.1. Расчетные (сплошные линии) и аппроксимирующие (штриховые линии) диаграммы ФС для ГВГ (слева); в деталях – справа. Точки – известные экспериментальные данные, крестики – измеренные значения углов ФС, интервалы – диапазоны изменения углов ФС с изменением состава НКТР GaSe (б).

На Рис.2 показан внешний вид высокоавтоматизированной установки по ГВГ импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера собственного изготовления с пиковой мощностью 0,5-1 кВт.



Рис.2. Внешний вид и состав установки по ГВГ  $\text{CO}_2$ -лазера.

Для получения достоверной информации о дисперсионных свойствах НК проведено исследование ГВГ не только  $\text{CO}_2$ -, а также  $\text{Er}^{3+}:\text{YSGG}$ -лазера и фемтосекундной  $\text{Ti:Sapphire}$  лазерной системы. Формирование высококачественных выходных пучков излучения, использование прецизионного углового позиционирующего устройства (Zolix, КНР, точность

угловой установки 4,5") и усреднение результатов измерений позволили измерить углы ФС с точностью до  $\pm 10-12'$ , определяемой ошибкой начального позиционирования НК по изображению рефлекса опорного пучка на экране, удаленном на расстоянии  $\sim 2$  м. Путем сравнения результатов расчетов условий ФС для ГВГ  $\text{Er}^{3+}:\text{YSGG}$  и  $\text{CO}_2$ -лазеров с использованием известных данных о дисперсионных свойствах с известными и полученными экспериментальными результатами установлено, что адекватными для НК GaSe являются дисперсионные уравнения предложенные в работе [3]. Для характеристики дисперсионных свойств НКТР  $\text{GaSe}_{1-x}\text{S}_x$ , необходимость определения которых установлена по предложенным критериям. Разработанный нелинейно-оптический метод заключающийся в предположении неизменности дисперсионных свойств обыкновенной волны и расчету дисперсионных свойств для необыкновенной волны по результатам экспериментальных исследований углов ФС. Очевидно, что сдвиг спектра прозрачности с легированием S приводит к сдвигу кривых ФС (Рис.3) и обеспечивает до 20% роста эффективности ГВГ и разностных частот (ГРЧ).

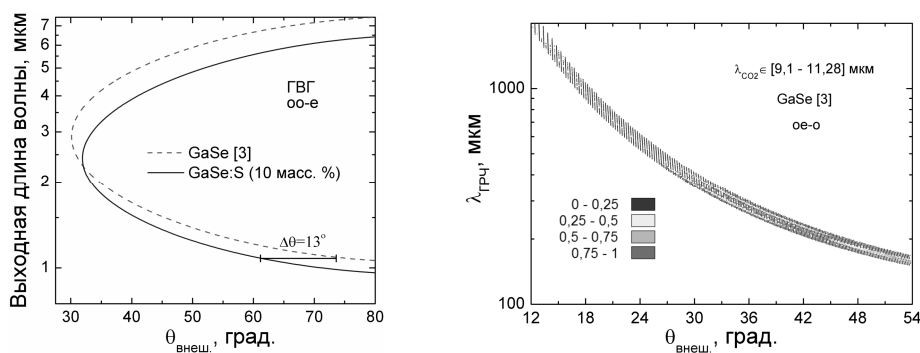


Рис.3. Кривые ФС для ГВГ  $\text{CO}_2$ -лазера (слева), генерации ТГц излучения путем ГРЧ (в центре) и шкала ее эффективности (справа).

Последующая экспериментальная проверка условий ФС подтвердила правильность результатов и выводов модельных исследований по условиям ФС в чистых кристаллах GaSe. Коэффициенты нелинейной восприимчивости второго порядка  $d_{22}$  были измерены в идентичных условиях эксперимента с использованием НКТР с различным отношением смешения. Толщина исследованных образцов не превышала 300 мкм для исключения влияния различия оптического качества на результаты измерений. Полученные результаты:  $d_{22}=0,89$  для  $\text{GaSe}_{0,91}\text{S}_{0,09}$ ,  $d_{22}=0,8$  для  $\text{GaSe}_{0,588}\text{S}_{0,412}$  находятся в хорошем соответствии с результатами работы [4]. Таким образом, 11% спад в значении  $d_{22}$  для  $\text{GaSe}_{0,91}\text{S}_{0,09}$  по отношению к  $d_{22}$  для GaSe, из-за замещения селена на более легкую серу при легировании, приводит к 21% спаду эффективности ГВГ. С другой стороны, 80% увеличение лучевой стойкости даст 1,4-кратное общее увеличение эффективности. Для схожего случая при легировании In уже отмечено 35% увеличение эффективности ГВГ [5]. Другое преимущество модифицированных кристаллов связаны с возможностью сохранения нелинейных свойств с масштабированием длины используемых кристаллов: отсутствие дефектов спайности исключает маскирование высоких

естественных нелинейных свойств кристаллов GaSe при использовании образцов большой длины [5]. Кроме того, имеет место (4-х кратное для GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>) улучшение теплопроводности вдоль оптической оси, уменьшение значений показателя преломления и, как следствие уменьшения числа дефектов спайности, исчезновение внутренних (низкоуровневых) пробоев. По всей совокупности модифицированных физических свойств лучшие результаты показали НКТР GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>, продемонстрировав 2,4-кратное преимущество в эффективности ГВГ по отношению к чистым кристаллам GaSe. Схожие преимущества по оценкам и экспериментально определены и для генерации суммарных частот CO<sub>2</sub>-лазеров. Кристаллы выращенные из расплава GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>:Ag и GaSe:Ag показали несколько большую эффективность благодаря большей однородности легирования; позволили провести механическую обработку благодаря на 25% большей (до 20 кг/мм<sup>2</sup>) микротвердости. На Рис.3 показаны условия ФС для генерации ТГц-излучения путем ГРЧ пар линий излучения CO<sub>2</sub>-лазеров.

Определено, что наличие преимуществ в лучевой стойкости рабочих поверхностей модифицированных НК зависят от длительности импульсов накачки, достигающих 80% при наносекундных и более длинных импульсах накачки для НК оптимального состава. Для фемтосекундных импульсов накачки лучевая стойкость уменьшается на 10-15% при максимальных уровнях легирования, что объясняется иным, полевым, а не термическим механизмом разрушений.

К другим достоинствам, общим для всех видов НК и НКТР, можно отнести отсутствие пика фононного поглощения на частоте около 0,59 ТГц (отсутствие фононных мод скольжения), что позволяет реализовать высокоэффективную ГРЧ в этот диапазон в сравнении с чистыми НК GaSe. Использование 2-х частотного ТЕА CO<sub>2</sub>-лазера с выходными импульсами содержащими 60% энергии в 200 нс лидирующем пике в качестве источника накачки позволила перекрыть диапазон 110-300 мкм с энергией в импульсе до 3 мкДж.

Преобразование частоты CO<sub>2</sub>-лазеров в модифицированных кристаллах GaSe в пределах среднего ИК-диапазона позволило до 2,4 раза увеличить эффективность ГВГ и ГРЧ, получить перестраиваемое излучение в ТГц-диапазоне 110-300 мкм с энергией импульсов микроджоульного уровня.

#### Литература

1. Andreev Yu. M., Lanski G. V. SHG phase matching in GaSe and mixed GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub>, x≤0.412, crystals at room temperature // Opt. Express. – 2008. – V. 16. – No. 13. – P. 9951–9957.
2. Andreev Yu. M., Lanski G. V., Atuchin V. V., Gavrilova T. A. SHG in doped GaSe:In crystals // Opt. Express. – 2008. – V. 16. – No. 13. – P. 9978–9985.
3. Vodopyanov K.L., Kulevskii L.A. New dispersion relationships for GaSe in the 0.65-18 μm spectral region // Optics Communications. – 1995. – V.118. – P.375-378.
4. V. Petrov, V. Panyutin, A. Tyazhev et al. GaS<sub>0.4</sub>Se<sub>0.6</sub>: relevant properties and potential for 1064 nm pumped mid-IR OPOs and OPGs operating above 5 μm // Proc. 17th Int. Conf. on Advanced Laser Technologies, 26 September – 01 October 2009, Antalya / Turkey 2009: Ani Press. – P.210.
5. D. R. Suhre, N. B. Singh, V. Balakrishna, et al. Improved crystal quality and harmonic generation in GaSe doped with indium // Optics Letters. 1997. – V.22. – No.11. – P.775-777.

**ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ В ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОМ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОМ НАНОКОМПОЗИТЕ**

*Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси,  
пр. Независимости, 68, 220072 г. Минск, Беларусь  
tshe@dragon.bas-net.by*

Успех в использовании новых материалов при создании оптоэлектронных устройств неразрывно связан со все более широким применением голографической технологии. Особый интерес представляют толстослойные голографические регистрирующие среды, имеющие толщину  $\sim 0,1 - 1$  мм. Это обусловлено тем, что угловая и спектральная селективность записанных голограмм тем выше, чем больше толщина регистрирующего слоя. Тем самым расширяются функциональные возможности создаваемых на их основе оптоэлектронных элементов. Разработка и исследование новых регистрирующих сред для записи объемных голограмм является весьма актуальной задачей.

Ранее нами был предложен и исследован новый вид самопроявляющегося светочувствительного материала для фазовой записи – активированный красителем желатиновый гель [1-3]. Установлено, что такая среда позволяет на слоях толщиной  $\sim 1$  мм осуществлять запись как одиночных, так и мультиплексных объемных голограмм с высокими значениями дифракционной эффективности и угловой селективности.

В настоящей работе приведены результаты исследований по глубокой объемной голографической записи в новой светочувствительной среде - самопроявляющемся органо-неорганическом нанокompозите. Среда представляет собой гель биополимера (желатин), допированный красителем и наночастицами  $SiO_2$ . Отработана технология приготовления такого светочувствительного материала, а также записи в нем стационарных фазовых объемных решеток. Использовались следующие компоненты: желатин фотографический, дистиллированная вода, лазерный краситель родамин 6Ж и коллоидный раствор наночастиц  $SiO_2$  в воде торговой марки “Ludox AM-30” со средним диаметром  $\sim 12$  нм. Весовая концентрация наночастиц в коллоидном растворе составляла 30%. Концентрация желатина и красителя в геле была равна  $\sim 0,1$  г/г и  $\sim 0,14$  мг/г, соответственно, при концентрации наночастиц  $\sim 36$  мг/г. Для проведения исследований раствор заливался в плоскопараллельную стеклянную кювету с толщиной рабочего слоя  $d = 0,1$  см и студенился при комнатной температуре в течение одних суток. Готовая среда представляла собой достаточно плотный гель с высокой оптической однородностью.

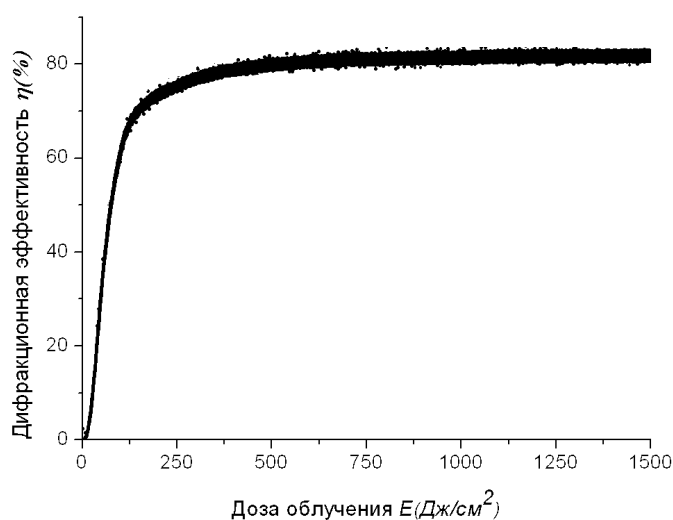
Запись объемных голограмм в предложенной светочувствительной среде осуществлялась по симметричной схеме с помощью двух интерферирующих пучков вертикально



поляризованного излучения второй гармоники ( $\lambda = 532$  нм,  $\Delta\lambda_{0,5} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  нм) наносекундного АИГ:Nd<sup>3+</sup>-лазера «LS - 2136» с длительностью импульсов  $\tau_{0,5} \approx 17$  нс при частоте их повторения 50 Гц. В процессе записи голограмм они считывались под углом Брэгга пучком вертикально-поляризованного излучения одномодового He-Ne-лазера ( $\lambda = 632,8$  нм,  $P \approx 1$  мВт), которое не поглощалось используемой светочувствительной средой. Мгновенные значения мощности падающего и дифрагированного пучков излучения He-Ne-лазера измерялись с помощью фотодиодов ФД-24К с операционными усилителями и аналого-цифровых преобразователей (АЦП) ADCS5K-12-8 и ADC20M/10-2. Значение дифракционной эффективности записываемой решетки вычислялось на основе выражения:  $\eta = I_d / (I_d + I_0)$ , где  $I_d$  – интенсивность дифрагированного пучка,  $I_0$  – интенсивность пучка, прямо прошедшего через светочувствительную среду. В экспериментах с помощью фотодиодов и АЦП также осуществлялся постоянный контроль энергетических характеристик записывающих голограмму пучков как на входе кюветы с гелем, так и на выходе из нее. Это позволяло получать информацию как о дозе облучения светочувствительной среды в процессе записи голограммы, так и о наличии, либо отсутствии процессов перекачки энергии между записывающими пучками.

В результате выполненных исследований установлено, что при фиксированном значении плотности энергии записывающего излучения  $\varepsilon$  увеличение дозы облучения светочувствительной среды  $E$  при записи голограммы сопровождается соответствующим ростом ее дифракционной эффективности  $\eta$  с последующим выходом значения  $\eta$  на некоторый максимальный (насыщенный) уровень (рис.1). При этом необходимо отметить наличие так называемого индукционного периода в процессе формирования объемной голографической решетки – начальной стадии облучения светочувствительного материала, когда дифракционная

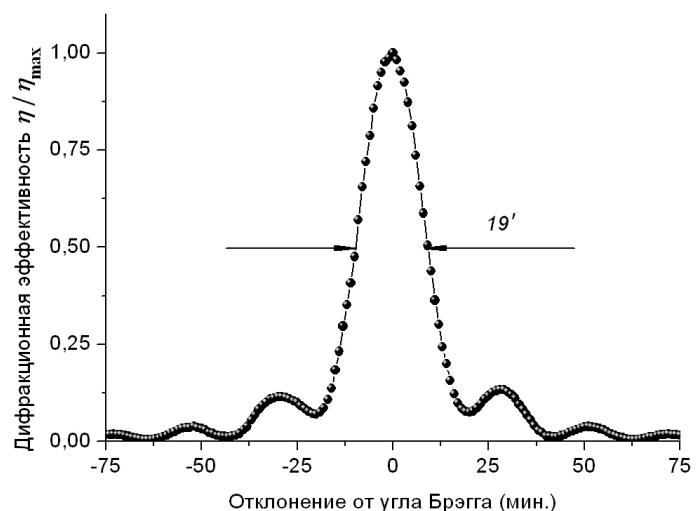
Рис. 1 Зависимость дифракционной эффективности объемной голографической решетки с пространственным периодом  $d \approx 5$  мкм от дозы облучения  $E$  при плотности энергии импульсов записывающего излучения  $\varepsilon \approx 41$  мДж/см<sup>2</sup>.



эффективность голограммы еще равна нулю. Т.е., всегда требуется определенная минимальная доза облучения раствора  $E_0$ , чтобы записываемая решетка начала себя проявлять. Так, применительно к условиям записи голограммы, соответствующим рис.1 ( $\varepsilon \approx 41$  мДж/см<sup>2</sup>) значение  $E_0$  составило  $\sim 5$  Дж/см<sup>2</sup>, что при частоте следования импульсов 50 Гц соответствует времени записи  $\sim 2,4$  с. Насыщенное значение дозы облучения, обеспечивающее получение максимального значения дифракционной эффективности записываемой голографической решетки ( $\eta \sim 82\%$ ) в данном случае составило  $\sim 800 - 1000$  Дж/см<sup>2</sup>. Уменьшение плотности энергии импульсов записывающего излучения с  $\varepsilon \approx 41$  мДж/см<sup>2</sup> до  $\varepsilon \approx 15$  мДж/см<sup>2</sup> сопровождалось уменьшением дифракционной эффективности голограммы с  $\eta \sim 82\%$  до  $\eta \sim 77\%$ .

Результаты измерений угловой селективности объемной фазовой голограммы  $\Delta\theta_{0,5}$  представлены на рис. 2. Величина  $\Delta\theta_{0,5}$  определялась из измерений зависимости интенсивности дифрагированного пучка излучения He-Ne-лазера от угла поворота  $\theta$  голограммы относительно падающего пучка. С этой целью голограмма закреплялась на юстировочном столике, механизм которого позволял изменять угол поворота входного окна кюветы с гелем относительно падающего пучка с шагом перестройки в одну угловую минуту. Из рис. 2 видно, что зависимость  $\eta = f(\theta)$  имеет форму ярко выраженного максимума с дополнительными, заметно меньшей интенсивности, боковыми лепестками, имеющими осциллирующий характер и амплитуду, плавно уменьшающуюся по мере увеличения их порядкового номера. При этом ширина максимума на половине его высоты составляет  $\sim 19'$ .

Рис.2. Угловая зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  объемной фазовой решетки.



При использовании полученных в эксперименте данных по дифракционной эффективности и угловой селективности записанных голограмм, а также формул теории объемных голограмм Когельника [4] нами была проведена оценка эффективной толщины

голограммы  $d'$ , а также величины изменения показателя преломления светочувствительной среды  $\Delta n$  под воздействием импульсного излучения наносекундной длительности с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. Данные параметры составили 0,94 мм и  $1,8 \times 10^{-4}$  (для  $\lambda = 632,8$  нм), соответственно.

Результаты измерений соотношения интенсивностей пучков записывающего излучения на выходе из кюветы с регистрирующей средой в зависимости от дозы облучения  $E$  свидетельствуют о том, что в процессе записи стационарной объемной фазовой решетки имеет место нестационарный энергообмен между указанными пучками, носящий ярко выраженный осциллирующий характер. Он возникает практически сразу же, как только голографическая решетка начинает себя проявлять (т.е., когда  $\eta > 0$ ), и продолжается до полного истощения динамического диапазона светочувствительного материала. При этом наиболее интенсивная нестационарная перекачка энергии между пучками записи наблюдается на стадии быстрого (линейного) роста дифракционной эффективности голограммы (применительно к условиям нашего эксперимента это соответствует диапазону доз облучения  $E \approx 60 - 180$  Дж/см<sup>2</sup>, когда дифракционная эффективность записываемой решетки проходит через значения  $\eta \sim 40 - 70$  %, а соотношение интенсивностей пучков достигает  $\sim 2,5$ ), а затем начинает плавно спадать. При  $E > 1000$  Дж/см<sup>2</sup> соотношение интенсивностей записывающих пучков на выходе из среды становится практически постоянным, т.е., нестационарный энергообмен между ними отсутствует.

Установлено, что допирование желатинового геля наночастицами  $SiO_2$  сопровождается возрастанием температуры его плавления на  $\sim 12^{\circ}C$ . Это существенно расширяет возможности практического использования голограмм такого типа.

Приведены результаты исследований голографических характеристик новой светочувствительной среды - гель биополимера (желатин), допированный красителем и наночастицами  $SiO_2$ . Допирование геля наночастицами  $SiO_2$  позволило повысить его температуру плавления на 12 градусов.

Литература.

1. Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов // Письма в ЖТФ.–2006.–Т.32, в.21.– С.62 -68.
2. Т.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich, A.N.Rubinov // Proc. of the Int. Conf. on Lasers, Applications, and Technologies 2007: Advanced Lasers and Systems. Proc. SPIE.–2007.–V.6731.–P.67312R-1–67312R-5.
3. Т.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich, A.N.Rubinov // Digest of the Int. Conf. “CLEO/Europe-EQEC’2009”. СС.P.7.THU.
4. Н.Kogelnik // The Bell System Technical Journal.–1969.–V.48, №9.–P.2909-2947.

**ДИНАМИЧЕСКОЕ САМОУСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ,  
ЗАПИСАННЫХ В САМОПРОЯВЛЯЮЩЕМСЯ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОМ  
НАНОКОМПОЗИТЕ**

<sup>1</sup>*Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси,  
пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь  
tshe@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Институт физики НАН Украины, г. Киев*

Самопроявляющимся светочувствительным средам, к которым относится исследуемый в настоящей работе органо-неорганический наноккомпозит, присуща способность формировать стабильные во времени пространственные структуры показателя преломления непосредственно в процессе голографической записи. Самодифракция записывающих пучков на сформированной пространственной фазовой решетке может приводить к ряду эффектов, в частности, к динамическому самоусилению (ДСУ) голограммы. Суть ДСУ заключается в том, что при брэгговском считывании одним из записывающих пучков голограммы со значением дифракционной эффективности  $\eta_0 < \eta_{max}$  (где  $\eta_{max}$  – максимальное значение  $\eta$ , достигаемое при оптимальной дозе облучения светочувствительного материала) имеет место возрастание величины  $\eta$  [1–6].

В настоящей работе приведены результаты исследований ДСУ пропускающих фазовых объемных голограмм, записанных в новой самопроявляющейся светочувствительной среде – желатиновом геле, допированном красителем (родамин 6Ж) и наночастицами диоксида кремния ( $SiO_2$ ) [7, 8]. Оработана технология приготовления такого материала. Использовались следующие компоненты: желатин фотографический, дистиллированная вода, лазерный краситель родамин 6Ж и коллоидный раствор наночастиц  $SiO_2$  в воде торговой марки “Ludox AM-30”. Весовая концентрация частиц в суспензии составляла 30%. Частицы имели сферическую форму, а их средний диаметр был равен 12 нм. Концентрация желатина в геле составляла 0,1 г/г при концентрации красителя и наночастиц  $\sim 0,14$  мг/г и  $\sim 0,04$  г/г, соответственно. Раствор помещался в герметично закрывающуюся плоскопараллельную стеклянную кювету с толщиной рабочего слоя 1 мм и студенился при комнатной температуре в течение не менее одних суток. Готовая светочувствительная среда представляла собой плотный гель, отличающийся хорошей оптической однородностью.

Запись объемных голограмм осуществлялась с помощью двух вертикально поляризованных пучков излучения 2-й гармоники ( $\lambda = 532$  нм) наносекундного АИГ: $Nd^{3+}$ -лазера (длительность импульсов  $\tau_{0,5} \approx 17$  нс, частота повторения  $f \leq 50$  Гц, ширина спектра  $\Delta\lambda_{0,5} \approx 6 \cdot 10^{-3}$  нм), которые под углом  $2\theta$  сводились на рабочей поверхности

светочувствительной среды в кювете. Плотность энергии записывающего излучения  $\varepsilon$  составляла  $\sim 40$  мДж/см<sup>2</sup>. Угол схождения пучков  $2\theta$  был равен  $6,2^\circ$ , что обеспечивало формирование в светочувствительной среде пространственной решетки с периодом  $\Lambda \approx 5$  мкм. Диаметр зоны облучения геля, в которой осуществлялась запись голограмм, составлял  $\sim 3$  мм. В процессе записи голограммы с помощью трех фотодиодов ФД24К и двух аналого-цифровых преобразователей (АЦП) ADC20M-10-2 осуществлялась регистрация как суммарной энергии двух пучков записывающего излучения на входе в кювету со светочувствительной средой, так и энергия каждого из них на выходе из нее. В случае брэгговского облучения решетки с помощью одного из записывающих пучков (режим ДСУ голограммы) это позволяло получать информацию о перераспределении энергии между прямо прошедшим и дифрагированным пучками. Наряду с этим, с помощью вертикально-поляризованного излучения одномодового He-Ne-лазера ( $\lambda = 632,8$  нм,  $P \approx 1$  мВт) осуществлялось неdestructивное считывание записываемой решетки. Для регистрации мгновенных значений мощности падающего и дифрагированного пучков He-Ne-лазера были использованы фотодиоды ФД-24К с операционными усилителями и АЦП ADCS5K12-8. Дифракционная эффективность записываемой решетки рассчитывалась по формуле

$$\eta = I_d / (I_d + I_0), \quad (1)$$

где  $I_0$  и  $I_d$  – энергия прямо прошедшего и дифрагированного пучков, соответственно.

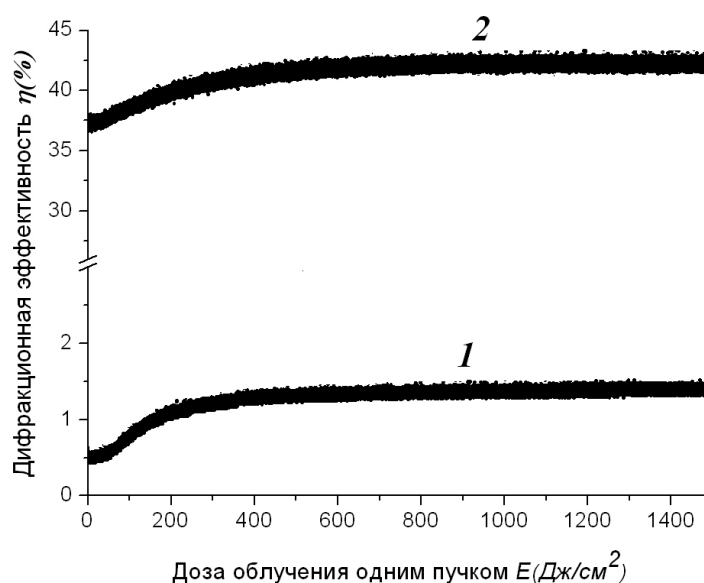
Нами было исследовано ДСУ объемных голограмм, записанных при симметричном падении двух интерферирующих пучков на поверхность светочувствительной среды. При такой геометрии записи имеет место формирование объемных брэгговских решеток с изофазными плоскостями, перпендикулярными к поверхности регистрирующей среды и плоскости падения записывающих пучков. Изучалась зависимость дифракционной эффективности решеток, получаемых в результате ДСУ ( $\eta_{din}$ ), от начального значения данного параметра  $\eta_0$  и дозы облучения раствора  $E$ . Предварительно исследовалась зависимость  $\eta = f(E)$  в условиях двухпучковой записи голограммы. Это позволяло получить информации о максимально возможном значении ее дифракционной эффективности  $\eta_{max}$ , а также требуемой для этого дозе облучения раствора  $E_{sat}$  (в условиях нашего эксперимента значения данных параметров составили  $\eta_{max} \sim 82\%$  и  $E_{sat} \sim 800 - 1000$  Дж/см<sup>2</sup>). Далее на различных стадиях записи голограммы, при которых доза облучения раствора  $E < E_{sat}$ , один из двух интерферирующихся пучков перекрывался непрозрачным экраном, а облучение среды продолжалось другим из них. При этом пучок излучения He-Ne-лазера направлялся на усиливаемую решетку с той же стороны от нормали к поверхности регистрирующей среды, что и пучок излучения 2-й гармоники АИГ:Nd<sup>3+</sup>-лазера. Угол падения зондирующего пучка

соответствовал углу Брэгга  $\theta_0$  для решетки, полученной в условиях обычной (двухпучковой) записи. После завершения ДСУ решетки измерялся контур ее угловой селективности, что позволяло получить информацию об истинных значениях  $\eta_{din}$ , а также угла Брэгга  $\theta_{din}$ .

В результате проведенных измерений были установлены следующие основные закономерности реализованного процесса ДСУ объемных голограмм:

– при облучении одним из записывающих пучков решетки со значением  $\eta_0 < \eta_{max}$  наблюдается монотонное возрастание ее дифракционной эффективности с последующим выходом значения  $\eta$  на некоторый стационарный уровень  $\eta_{din}$  (рис.1). При этом ДСУ носит симметричный характер для двух симметричных брэгговских считывающих пучков;

Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности решетки  $\eta$  от дозы облучения  $E$  одним из записывающих пучков при угле падения считывающего пучка излучения He-Ne-лазера, соответствующем углу Брэгга для исходных решеток с  $\eta_0 \approx 0,5\%$  (1) и  $\eta_0 \approx 37\%$  (2) ( $\varepsilon \approx 20$  мДж/см<sup>2</sup>).



– угол Брэгга для голограмм, полученных в результате ДСУ, оказывается отличным от угла, который имел место для исходных решеток. В условиях нашего эксперимента для решеток, полученных в результате ДСУ, угол Брэгга для пучка излучения He-Ne-лазера увеличивался. При заводе же зондирующего луча в зону с усиленной решеткой с противоположной стороны от нормали к поверхности светочувствительной среды угол Брэгга наоборот уменьшался примерно на такую же величину. Это свидетельствует о том, что в процессе ДСУ формируется решетка, изофазные плоскости которой образуют с падающим пучком излучения 2-й гармоники АИГ:Nd<sup>3+</sup>-лазера угол, который меньше исходного, имевшего место до начала однопучкового облучения. По указанной причине регистрируемые измерительной схемой текущие значения дифракционной эффективности усиливаемой решетки  $\eta = f(E)$  оказываются в целом заниженными, так как в процессе ДСУ имеет место монотонный уход зондирующего пучка от условия Брэгга. Так, например, при начальном значении дифракционной эффективности усиливаемой решетки  $\eta_0 \approx 37\%$  ее конечное значение  $\eta_{din}$  составило не ~42%, как это следует из рис.1, а ~51%;

– различие углов Брэгга для исходной и усиленной голограмм  $\Delta\theta_{Br}$  тем существеннее, чем меньше стартовое значение дифракционной эффективности решетки  $\eta_0$ . Так, при возрастании  $\eta_0$  с ~0,5% до ~37% значение  $\Delta\theta_{Br}$  уменьшалось с ~10' до ~5', соответственно. Что касается угловой селективности решеток, полученных в результате ДСУ ( $\Delta\theta_{0,5} \approx 20 - 21'$ ), то она оказалась лишь на ~1' хуже, чем угловая селективность голограмм, полученных в режиме обычной (двухпучковой) записи ( $\Delta\theta_{0,5} \approx 19 - 20'$ );

– коэффициент самоусиления голограммы  $k_{sa} = \eta_{din}/\eta_0$  уменьшается, а конечное значение ее дифракционной  $\eta_{din}$  увеличивается с увеличением  $\eta_0$ . Так, при начальных значениях дифракционной эффективности решетки  $\eta_0$  равных 0,5, 17 и 37 % значения параметров  $\eta_{din}$  и  $k_{sa}$  составило 3, 36 и 51% и 6, 2,1 и 1,4, соответственно.

Полученные в настоящей работе данные по основным свойствам ДСУ фазовых объемных голограмм, записанных на толстых (~1 мм) слоях желатинового геля, допированного красителем и наночастицами  $SiO_2$ , находятся в хорошем качественном соответствии с экспериментальными результатами, полученными ранее для других самопроявляющихся светочувствительных сред, в частности, для фотополимеров [6].

Следует отметить, что изучение ДСУ объемных голограмм представляет не только чисто научный, но практический интерес: с его помощью качественные пространственные фазовые решетки могут быть получены даже в условиях недостаточной виброустойчивости голографической установки.

Исследовано динамическое самоусиления пропускающих фазовых объемных голограмм, записанных на толстых (~1 мм) слоях разработанного самопроявляющегося органо-неорганического нанокompозита – водно-желатинового геля, допированного красителем и наночастицами  $SiO_2$ .

Литература.

1. D.L.Staebler, J.J.Amodei // J. Appl. Phys. –1972.–V.43, №3.–P. 363-365.
2. T.K.Gaylord, T.A.Rabson, F.K.Tittel et al. // J. Appl. Phys. –1973. – V.44, № 2. –P. 896-897.
3. В.Б.Марков, С.Г.Одулов, М.С.Соскин // Изв. АН СССР. Сер. физ. –1977.–Т. 41, № 4.– С.821-829.
4. Н.В.Кухтарев //УФЖ. –1978. –Т. 23, № 12.–С. 1948-1953.
5. К.К.Шварц // Физ. оптич. записи в диэл. и полупр. Рига: Зинатне.–1986. –232 с.
6. Э.С.Гюльназаров, Т.Н.Смирнова, Е.А.Тихонов // ЖТФ. –1991. –Т.61, в.10. –С.114-119.
7. T.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich, A.N.Rubinov // Technical Digest of the Int. Conf. “LAT-2010” (August 23-26, Kazan, Russia). P.LTuM15.
8. Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов // Заявка на патент Республики Беларусь № а 20101197 от 06.08.2010.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ, СФОРМИРОВАННОЙ В НЕЛИНЕЙНОМ  
ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ**

*УО МГПУ имени И.П.Шамякина, ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь  
valnav@inbox.ru*

Дифракционная эффективность объемной отражательной голограммы, сформированной в кубическом фоторефрактивном кристалле (напр.,  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO), GaAs), является объектом изучения в целом ряде публикаций (см. обзор в [1]). В предыдущих работах исследовалась зависимость дифракционной эффективности отражательной голограммы от толщины кристалла и от азимута поляризации считывающего света при фиксированном срезе (напр., [2, 3]), либо анализировалась зависимость максимальной дифракционной эффективности от среза кристалла при фиксированной толщине кристалла [4].

Однако к настоящему времени остается малоизученной зависимость азимута линейной поляризации считывающей отражательную голограмму световой волны, при котором достигается наибольшая дифракционная эффективность, от среза кристалла.

Целью настоящей статьи является исследование зависимости азимута линейной поляризации опорной световой волны, при котором достигается наибольшая дифракционная эффективность отражательной голограммы, от среза фоторефрактивного кристалла класса симметрии 23 с параметрами кристалла BSO.

Предположим, что в фоторефрактивном кристалле с параметрами BSO сформирована объемная фазовая отражательная голограмма с волновым вектором, направленным перпендикулярно рабочим граням кристалла (см. [4]). Будем полагать, что отражательная голограмма имеет синусоидальный профиль, который не возмущается дифракцией на голограмме опорной световой волны. Опорная волна линейно поляризована и ее волновая нормаль составляет с перпендикуляром к рабочим граням кристалла малый угол ( $< 2^\circ$ ). В результате дифракции опорной волны на отражательной голограмме формируется предметная световая волна.

Здесь и далее под термином «дифракционная эффективность» будем понимать отношение интенсивностей восстановленной и опорной световых волн на передней рабочей грани кристалла, а под термином «оптимальный азимут» будем понимать такое значение азимута линейной поляризации опорной световой волны, при которой дифракционная эффективность отражательной голограммы, сформированной в кристалле фиксированного среза и толщины, будет наибольшей.



На рис. 1 представлена указательная поверхность максимальных значений дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кристалле с параметрами BSO толщиной 4 мм. Указательная поверхность рассчитана с учетом линейного

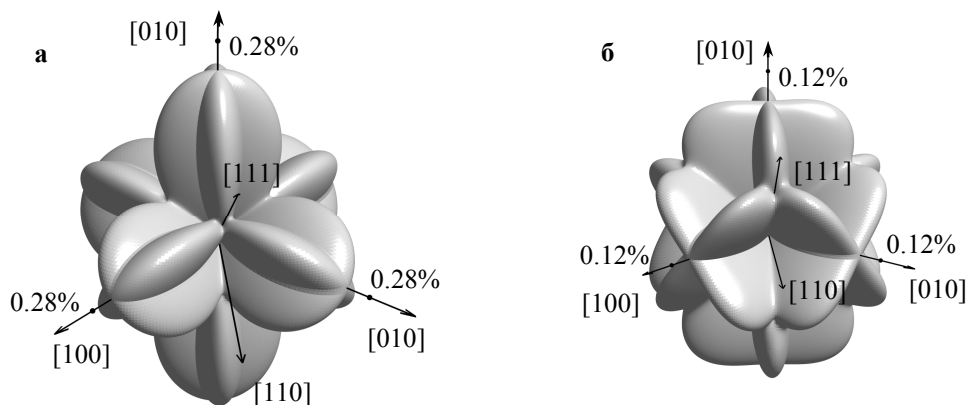


Рис. 1. Указательная поверхность дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в фоторефрактивном кристалле с параметрами BSO толщиной 4 мм, рассчитанная без учета (а) и с учетом (б) оптической активности электрооптического эффекта и оптической активности.

Как можно видеть из рис. 1, при «включении» оптической активности максимальная дифракционная эффективность уменьшается более, чем в два раза.

Графики, представленные на рис. 1, не содержат информации об азимутах линейной поляризации опорной волны, соответствующих каждой точке указательной поверхности максимальной дифракционной эффективности отражательной голограммы. Представляет интерес получить соответствующие графики зависимостей оптимальных азимутов линейной поляризации от среза кристалла.

Для решения этой задачи в области пространства, ограниченной положительными направлениями кристаллографических осей [100], [010] и [001], в сферической системе координат построены графики зависимости оптимальных ориентаций вектора напряженности электрического поля опорной волны от среза кристалла BSO толщиной 4 мм (рис. 2а и 2б).

Графики на рис. 2а и 2б рассчитывались следующим образом: при каждом фиксированном срезе кристалла вычислялась дифракционная эффективность отражательной голограммы для каждого значения азимута линейной поляризации опорной волны, а затем выбиралось значение азимута, которому соответствует максимальная дифракционная эффективность. После этого в рабочей системе координат, характеризуемой по отношению к кристаллографической системе координат фиксированными углами Эйлера, строился направленный отрезок. Таким образом, каждый вектор на рис. 2а и 2б соответствует фиксированному срезу и определяет оптимальный азимут, который фактически использовался для расчета указательных поверхностей на рис. 1.

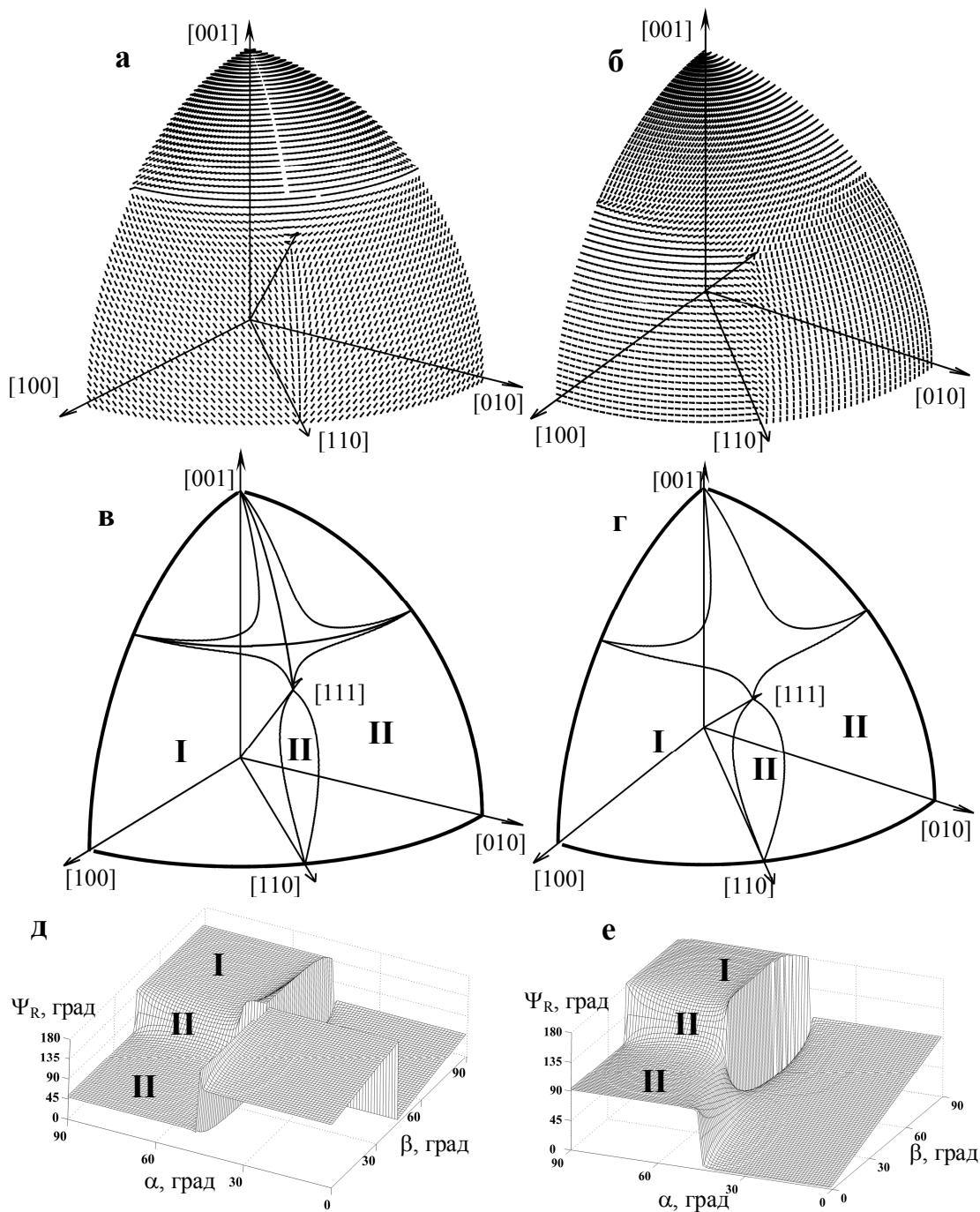


Рис. 2. **а, б** – Графики зависимости оптимальных ориентаций вектора напряженности электрического поля опорной волны от среза кристалла BSO толщиной 4 мм, рассчитанные без учета (рис. 2а) и с учетом (рис. 2б) оптической активности;  
**в, г** – диаграммы графиков, представленных на рис. 2а и 2б, на которых отмечены совокупности срезов (области срезов) кристалла с характерным распределением направлений вектора напряженности электрического поля опорной волны без учета (в) и с учетом (г) оптической активности;  
**д, е** – график зависимости оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны от среза кристалла. **д** – без учета (д) и с учетом (е) оптической активности

Как следует из анализа рис. 2а и 2б, существуют совокупности (области на рис. 2в и 2г) срезов кристалла BSO, для которых максимальная дифракционная эффективность

отражательной голограммы достигается при близких по величине азимутах линейной поляризации опорной волны.

Для более детального анализа рассмотрим рис. 2в, 2д и 2д, 2е. На рисунках 2в и 2г сплошными черными линиями ограничены области сферической поверхности, представленной на рис. 2а и 2б, внутри которых азимуты линейной поляризации опорной волны для каждого фиксированного среза можно объединить по некоторому признаку. На рис. 2д и 2е в декартовой системе координат представлен график зависимости оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны от среза кристалла.

Согласно численным расчетам, для областей срезов I и III характерно то, что значения оптимальных азимутов линейной поляризации опорной волны приблизительно равны по величине. Так для области I значения азимутов варьируется в пределах  $48^\circ \pm 3^\circ$ , а для области III –  $132^\circ \pm 3^\circ$ .

Для области II характерно то, что даже для двух срезов с малым угловым расстоянием между нормальными к их плоскостям значения оптимальных азимутов сильно отличаются по величине, причем изменение величины азимута от среза к «соседнему» срезу при изменении угла  $\beta$  происходит по сложному нелинейному закону. В граничной точке области II, соответствующей направлению [111], расположена «выколота» точка с неопределенным значением азимута.

Для значений угла  $\alpha < 45^\circ$  (рис. 2д и 2е) и при изменении угла  $\beta$  от 0 до  $180^\circ$  значение оптимального азимута изменяется практически линейно.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника 1.07») и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект №Ф09М-013).

Найдены оптимальные азимуты линейной поляризации опорной волны, при которых достигаются максимальные значения дифракционной эффективности отражательной голограммы, сформированной в кристалле BSO толщиной 4 мм.

#### Литература

1. Шандаров С.М., Буримов Н.И., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Толстик А.Л., Шепелевич В.В. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, №11. – С. 1059–1069.
2. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. Дифракция электромагнитных волн при их встречном распространении в отражательных голограммах, записанных в фоторефрактивных оптически активных кристаллах // Известия АН БССР. Сер. физ.–мат. наук. – 1987. – № 2. – С. 106–112.
3. Weber M., Shamonina E., Ringhofer K.H., Von Bally G. Reflection holograms in sillenite crystals for double-exposure interferometry // Opt. Mat. – 2001. – V. 18, № 1. – P. 119 – 122.
4. Shepelevich V.V., Naunyka V.N. Effect of optical activity and crystal symmetry on maximal diffraction efficiency of reflection holograms in cubic photorefractive piezocrystals of arbitrary cut / Appl. Phys. B. – 2009. – V. 95. – P. 459 – 466.

**СЕЛЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ, СФОРМИРОВАННОЙ  
В НЕЛИНЕЙНОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ  
ПРОИЗВОЛЬНОГО СРЕЗА**

*УО МГПУ имени И.П.Шамякина, ул. Студенческая, 28, 247760 Мозырь, Беларусь  
valnav@inbox.ru*

Известно [1], что эффективное восстановление предметной волны при дифракции опорной волны на объемной голограмме реализуется при выполнении условия Брэгга. Эта особенность объемных голограмм допускает возможность их использования для отбора из широкоугольного некогерентного светового пучка излучения с длиной волны и углом падения на голограмму, соответствующих условию Брэгга.

В работах [2, 3] при изучении спектральной ширины брэгговского максимума дифракции на объемной пропускающей голограмме в фоторефрактивном кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  был установлен факт существования тонкой структуры максимума и возникновения поляризационных эффектов при отборе голограммой комбинаций длины волны и угла падения опорной волны, удовлетворяющих условию Брэгга.

Селективные свойства отражательных голограмм в фоторефрактивном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  изучались в [4, 5]. В этих работах установлена возможность управления угловой и спектральной селективностью голограммы посредством приложения внешнего электрического поля. В работе [6] продемонстрирована возможность управления в режиме реального времени передаточной функцией оптического фильтра на отражательной голограмме за счет создания фазовых сдвигов в различных секциях голограммы. Опубликованы результаты по разработке адаптивного фильтра-коррелятора, основанного на отражательной голограмме, сформированной в оптически активном фоторефрактивном кристалле [7].

Несмотря на наличие большого числа теоретических разработок и экспериментальных данных по исследованию селективных свойств фоторефрактивных голограмм, к настоящему времени недостаточно изучены угловая и спектральная селективность объемных отражательных голограмм, сформированных в кубических оптически активных фоторефрактивных пьезокристаллах. Кроме того, практически не изучено влияние оптической активности и обратного пьезоэлектрического эффекта на угловые и спектральные зависимости селективных характеристик фоторефрактивных отражательных голограмм.

Таким образом, целью исследования являлось установление закономерностей оптического восстановления световой предметной волны объемной отражательной голограммой, зарегистрированной в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO), а также анализ влияния оптической активности и обратного пьезоэлектрического эффекта на угловую селективность голограммы.

Для численного моделирования в приближении медленно меняющихся амплитуд использована система уравнений связанных волн (см., напр., [8]). Предполагается, что ненаклонная отражательная голограмма не возмущается дифракционными процессами (приближение заданной решетки). В теоретической модели одновременно учитываются линейный электрооптический эффект, обратный пьезоэлектрический эффект, фотоупругость и оптическая активность кристалла.

На рис. 1 представлены графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi, d)$ , построенные для различных диапазонов значений толщины кристалла BSO среза (001) с учетом линейного электрооптического эффекта и оптической активности. Здесь использованы следующие обозначения:  $\eta$  – дифракционная эффективность голограммы,  $\Delta\varphi$  – величина угловой отстройки от угла Брэгга,  $d$  – толщина кристалла.

Как видно из рис. 1, в интервале  $0 < d \leq 32$  мм максимальное значение дифракционной эффективности отражательной голограммы достигается при наличии угловой отстройки от угла

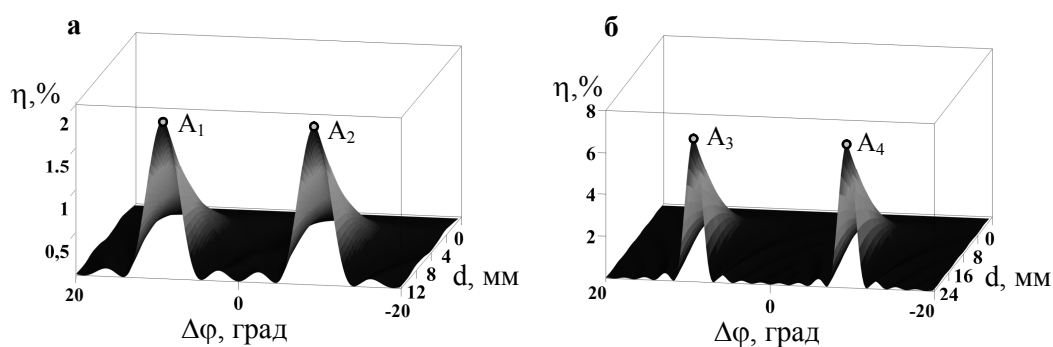


Рис.1. Графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi, d)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (001) с учетом линейного электрооптического эффекта и оптической активности:  
а –  $0 < d \leq 16$  мм; б –  $0 < d \leq 32$  мм

Брэгга ( $\Delta\varphi \approx \pm 10^\circ$ , на рис. 1а точки  $A_1$  и  $A_2$  и на рис. 1б точки  $A_3$  и  $A_4$ ), причем значение дифракционной эффективности в отсутствие угловой отстройки ( $\Delta\varphi = 0$ ) значительно меньше ее максимального значения. Факт существования возможности *увеличения дифракционной эффективности* отражательной голограммы за счет искусственного *введения угловой отстройки* от угла Брэгга не является тривиальным. Установленная закономерность может найти применение для повышения эффективности использования фоторефрактивных отражательных голограмм в оптических устройствах.

Из рассмотрения рис. 1 также следует, что при увеличении толщины кристалла происходит сужение угловой ширины восстановления отражательной голограммой предметной световой волны.

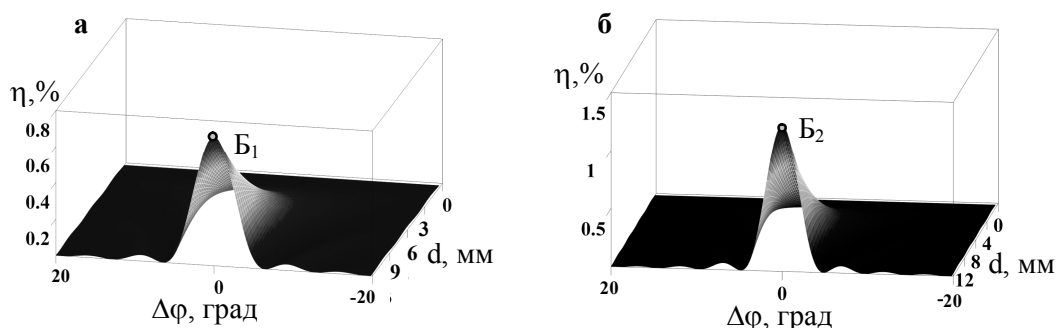


Рис. 2. Графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi, d)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (111) с учетом линейного электрооптического эффекта: а –  $0 < d \leq 12$  мм; б –  $0 < d \leq 16$  мм

На рис. 2 представлены графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi, d)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (111) с учетом линейного электрооптического эффекта и оптической активности.

Как следует из анализа рис. 2, графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$  для различных значений толщины кристалла BSO среза (111) характеризуются максимумом дифракционной эффективности, достигаемым в отсутствие угловой отстройки ( $\Delta\varphi \approx 0$ ) в отличие от кристалла среза (001) (см., рис. 1). Дифракционная эффективность в этом максимуме увеличивается с увеличением толщины кристалла (для  $d = 8$  мм  $\eta = 0,32\%$ , для  $d = 12$  мм  $\eta = 0,71\%$  – точка  $B_1$ , для  $d = 16$  мм  $\eta = 1,26\%$  – точка  $B_2$ ). При этом угловая ширина восстановления предметной световой волны отражательной голограммой, сформированной в кристалле BSO среза (111), с увеличением толщины кристалла уменьшается как и в предыдущем случае. Отметим, что в кристалле BSO среза (111) оптическая активность не влияет на дифракционную эффективность отражательной голограммы.

На рис. 3 представлены графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (001) толщиной 8 мм без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) оптической активности. Видно, что уменьшение дифракционной эффективности в центральном максимуме ( $\Delta\varphi \approx 0$ , точка  $B_1$ ) до нуля и возникновение боковых максимумов дифракционной эффективности ( $\Delta\varphi \approx \pm 10^\circ$ , точки  $A_1$  и  $A_2$ ) для кристалла BSO среза (001) обусловлено влиянием оптической активности.

На рис. 4 представлены на графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (111) толщиной 8 мм без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) пьезоэлектрического эффекта. Из анализа рис. 4 следует, что пьезоэлектрический эффект не приводит к качественному изменению графика зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ , а обуславливает уменьшение

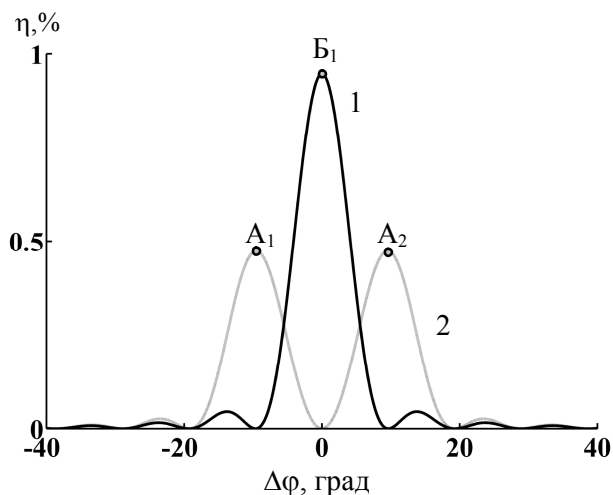


Рис. 3. Графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (001) толщиной 8 мм:  
1 – без учета оптической активности,  
2 – с учетом оптической активности

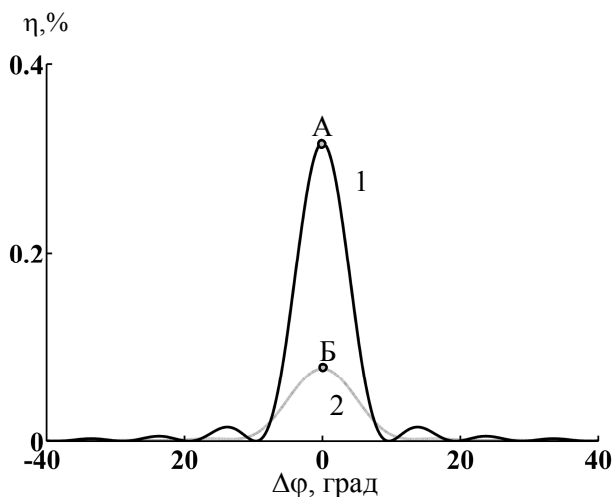


Рис. 4. Графики зависимости  $\eta(\Delta\varphi)$ , рассчитанные для кристалла BSO среза (111) толщиной 8 мм:  
1 – без учета пьезоэлектрического эффекта,  
2 – с учетом пьезоэлектрического эффекта

максимальной дифракционной эффективности ( $\Delta\eta \approx 0,3\%$  – точка А,  $\Delta\eta \approx 0,08\%$  – точка Б), которая достигается в отсутствие угловой отстройки от угла Брэгга ( $\Delta\varphi \approx 0$ ).

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Республики Беларусь (ГКПНИ «Фотоника 1.07») и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект №Ф09М-013).

Установлена возможность увеличения дифракционной эффективности отражательной голограммы за счет искусственного введения угловой отстройки от угла Брэгга при считывании голограммы.

#### Литература

1. Solyman L., Cooke D.J. Volume holography and volume gratings / London: Acad. Press, 1981.

2. Petrov M.P., Pencheva T.G., Stepanov S.I. Light diffraction from volume phase holograms in electrooptic photorefractive crystals // J. Optics. – 1981. – V. 12, N. 5. – P. 287 – 292.

3. Пенчева Т.Г., Степанов С.И., Миридонов С.В. О тонкой структуре максимума дифракции света на объемной голограмме в  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  // ЖТФ. – 1983. – Т 53., №1. – С. 114 – 117.

4. Petrov M.P., Shamray A.V., Petrov V.M., Mondragon J. Sanchez Electric field

selectivity of reflection volume holograms in  $\text{LiNbO}_3$  // Opt. Commun. – 1998. – V. 153. – P.305 – 308.

5. Петров М.П., Шамрай А.В., Петров В.М. Электрически управляемая дифракция света на отражательных голограммах в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  // ФТТ. – 1998. – Т. 40, №6. – С. 1038 – 1041.

6. Петров В.М., Лихтенберг С., Шамрай А. Спектральный оптический фильтр с управляемой передаточной характеристикой на основе динамических объемных голограмм в титанате бария // ЖТФ. – 2004. – Т. 71., вып. 17. – С. 56 – 60.

7. Romashko R.V., Kulchin Y.N., Shandarov S.M., Kargin Y.F., Volkov V.V. Adaptive correlation filter based on dynamic reflection hologram formed in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  crystal // Opt. Review. – 2005. – V. 12, N.1. – P. 58 – 60.

8. Храмович Е.М., Шепелевич В.В. Дифракция электромагнитных волн при их встречном распространении в отражательных голограммах, записанных в фоторефрактивных оптически активных кристаллах // Известия АН БССР. Сер. физ. – мат. наук. – 1987. – № 2. – С. 106 – 112.

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ  
РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ  
КРИСТАЛЛАХ  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$**

*Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина,  
ул. Студенческая 28, 247760 г. Мозырь, Беларусь  
davalenta@inbox.ru*

Исследования взаимодействия пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах представляет особый интерес в связи с перспективами создания устройств оптического переключения световых пучков.

Распространение и взаимодействие световых пучков в оптически активных фоторефрактивных кристаллах уже частично изучалось ранее, например, [1, 2], однако в основном рассматривались гауссовы световые пучки.

В этой статье мы представляем результаты теоретического исследования распространения и взаимодействия двумерных световых пучков с квадратным супергауссовым распределением интенсивности [3 – 4] на входе в фоторефрактивные оптически активные кристаллы  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) и  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO), а также проведено сравнение полученных результатов с аналогичными результатами для двумерных гауссовых пучков.

Для описания распространения и взаимодействия двумерных световых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  будем использовать следующую систему скалярных дифференциальных уравнений в частных производных, полученную в параксиальном приближении на базе уравнений Максвелла и основных уравнений фоторефрактивного эффекта [5]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_x}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{\partial^2 A_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[ r_{41} \left( \left( E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_1 A_x + \mu_2 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) \right) \right] - i \rho A_y = 0, \\ i \frac{\partial A_y}{\partial z} + \frac{1}{2k_0 n_0} \left( \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial y^2} \right) - \frac{k_0 n_0^3}{2} \left[ r_{41} \left( \left( E_0 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) (\mu_2 A_x + \mu_3 A_y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} (\mu_3 A_x + \mu_4 A_y) \right) \right] + i \rho A_x = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $A_x$  и  $A_y$  – проекции вектора  $A$  на оси  $ox$  и  $oy$ ,  $k_0$  – длина волнового вектора в вакууме,  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления,  $r_{41}$  – электрооптический коэффициент, функции  $\mu_i$  ( $i=1,2,3,4$ ) определяются следующими соотношениями (рис.1):

$$\begin{aligned} \mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta, \quad \mu_2 = \cos \theta (1 - 3 \sin^2 \theta), \\ \mu_3 = \sin \theta (1 - 3 \cos^2 \theta), \quad \mu_4 = 3 \cos \theta \sin^2 \theta, \end{aligned}$$

где  $\theta$  – ориентационный угол.



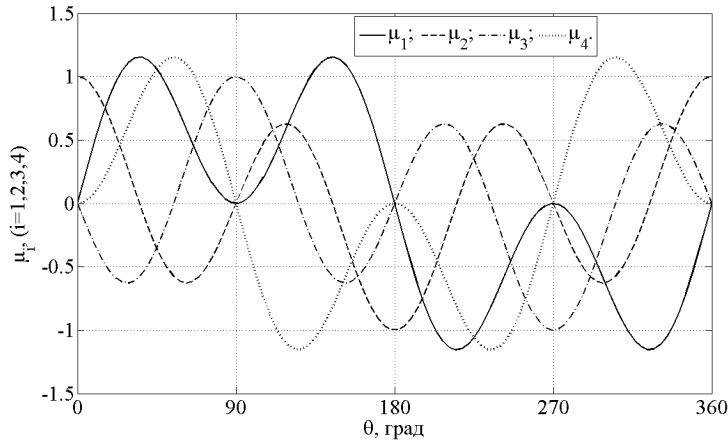


Рис. 1. Зависимость значений функций  $\mu_i$  ( $i=1,2,3,4$ ) от величины ориентационного угла  $\theta$

Потенциал  $\varphi$  определяется уравнением:

$$\nabla^2 \varphi + \nabla \ln(1+I) \cdot \nabla \varphi = E_0 \frac{\partial}{\partial x} \ln(1+I), \quad (2)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi + \vec{E}_0, \quad (3)$$

где  $I = (n_0/2\eta_0)(|A_x|^2 + |A_y|^2)/I_d$  – относительная интенсивность светового пучка,  $I_d$  – темновая интенсивность, включающая фоновую засветку,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ,  $\vec{E}_0$  – внешнее электрическое поле, приложенное к кристаллу в направлении оси  $x$  параллельно оптической оси кристалла,  $E_0$  – проекция вектора  $\vec{E}_0$  на ось  $x$ ,  $\vec{E}$  – поле пространственного заряда, создаваемого световым пучком,  $\varphi$  – переопределенный электрический потенциал, связанный с потенциалом поля пространственного заряда  $\phi$  соотношением [4]

$$\varphi = \phi + E_0 x. \quad (4)$$

При моделировании использовались следующие параметры: для кристалла BSO: показатель преломления  $n_0 = 2,54$ , электрооптический коэффициент  $\gamma_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$  м/В, удельное вращение кристалла  $\rho = 22$  град/мм, для кристалла ВТО:  $n_0 = 2,25$ ,  $\gamma_{41} = 6,175 \cdot 10^{-12}$  м/В,  $\rho = 6,3$  град/мм;  $\lambda = 0,6328$  мкм, длина кристалла 10 мм, входная плоскость кристалла  $(\bar{1}\bar{1}0)$ , ориентационный угол  $\theta \approx 35,3^\circ$ , внешнее электрическое поле  $E_0 = 3,5$  кВ/см ( $\vec{E}_0 \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$ ), радиус пучка  $r_0 = 16,53$  мкм, расстояние между центрами пучков  $\Delta = 18$  мкм.

Проанализируем зависимость относительной интенсивности двумерных гауссова и квадратного супергауссова световых пучков на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла BSO толщиной 10 мм от ориентационного угла.

Из рис.2 видно, что основной вклад в фокусировку  $x$ -поляризованного на входе в кристалл светового пучка вносит коэффициент  $\mu_1$  и максимумы интенсивности этого пучка наблюдаются при  $\theta_1 \approx 35,3^\circ$  и  $\theta_2 \approx \theta_1 + 90^\circ$  (рис.2, а, б, кривые 1 и 2), а для пучка с  $y$ -поляризацией на входе максимальная фокусировка происходит при  $\theta \approx 90^\circ$  (рис.2, а, б, кривые 3 и 4). Из рис.2, также

следует, что при данной толщине кристалла учет оптической активности приводит к уменьшению максимальной относительной интенсивности пучка на выходе из кристалла.

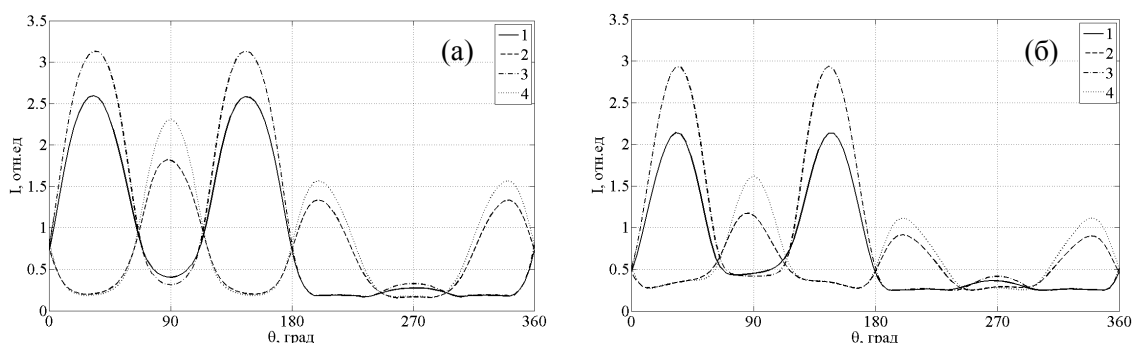


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности двумерных световых пучков с гауссовым распределением интенсивности (а) и супергауссовым распределением интенсивности (б) на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла BSO толщиной 10 мм от ориентационного угла. Кривые 1 –  $x$ -поляризованный пучок с учетом оптической активности; 2 –  $x$ -поляризованный пучок без учета оптической активности; 3 –  $y$ -поляризованный пучок с учетом оптической активности; 4 –  $y$ -поляризованный пучок без учета оптической активности

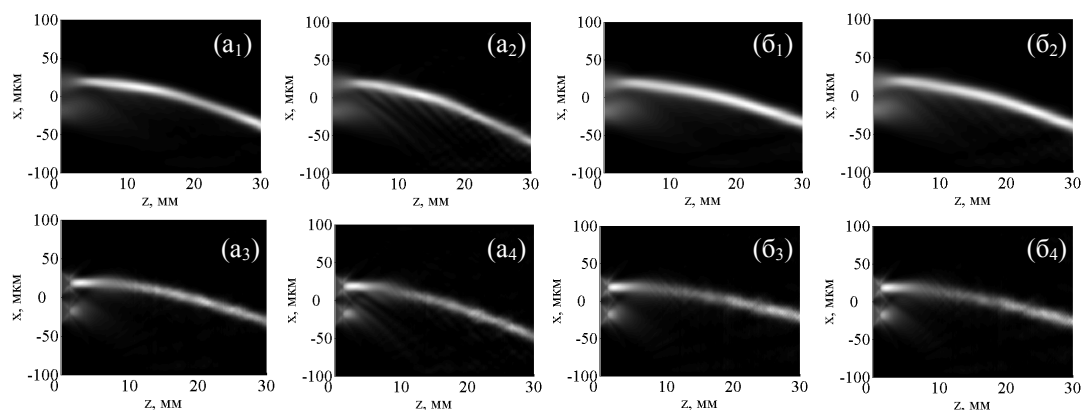


Рис. 3. Взаимодействие двумерных ортогонально поляризованных световых пучков в кристаллах BSO (а<sub>1</sub>–а<sub>4</sub>) и ВТО (б<sub>1</sub>–б<sub>4</sub>): (а<sub>1</sub>, б<sub>1</sub>) распределение светового поля при взаимодействии гауссовых световых пучков без учета оптической активности по толщине кристаллов BSO и ВТО соответственно; (а<sub>2</sub>, б<sub>2</sub>) распределение светового поля при взаимодействии гауссовых световых пучков с учетом оптической активности по толщине кристаллов BSO и ВТО соответственно; (а<sub>3</sub>, б<sub>3</sub>) распределение светового поля при взаимодействии супергауссовых световых пучков без учета оптической активности по толщине кристаллов BSO и ВТО соответственно; (а<sub>4</sub>, б<sub>4</sub>) распределение светового поля при взаимодействии супергауссовых световых пучков с учетом оптической активности по толщине кристаллов BSO и ВТО соответственно

Для кристалла ВТО, наблюдается аналогичная картина, но пучки в кристалле ВТО фокусируются слабее. Например, для кристалла BSO максимальная относительная интенсивность гауссова светового пучка, который на входе в кристалл имел  $x$ -поляризацию, на выходе из кристалла толщиной 10 мм без учета оптической активности составляет приблизительно 3,15 отн. ед., для супергауссова – приблизительно 2,85 отн. ед. Для кристалла

ВТО максимальная относительная интенсивность на выходе из кристалла составляет приблизительно 2,25 отн. ед. для гауссова пучка и для супергауссова приблизительно 1,75 отн. ед. Следует также отметить, что максимальная относительная интенсивность супергауссова пучка на выходе из кристалла выбранной толщины меньше, чем такая же интенсивность для гауссова пучка. Это наблюдается как для кристалла BSO, так и для кристалла ВТО. Поэтому можно сделать вывод, что для достижения большей фокусировки двумерного светового пучка на выходе из оптически активного фоторефрактивного кристалла выбранной толщины (10 мм) выгодней использовать гауссов световой пучок.

Рассмотрим взаимодействие пучков в оптически активных кристаллах, предполагая, что на входе в кристалл верхний пучок (рис. 3) имеет  $x$ -поляризацию, то есть вектор напряженности электрического поля световой волны направлен вдоль вектора внешнего электрического поля  $\vec{E}_0$ , нижний пучок имеет  $y$ -поляризацию.

В результате взаимодействия верхний пучок отклоняется в сторону нижнего пучка (рис. 3), который сильно рассеивается, но при этом играет роль управляющего пучка.

Учет оптической активности приводит к оттоку световой энергии (брин-эффект) который более сильно проявляется для кристалла BSO (рис. 3,  $a_2$ ,  $a_4$ ) и к увеличению отклонения верхнего пучка в сторону нижнего пучка. Подобный эффект для одномерных гауссовых пучков был рассмотрен в [6].

Установлена зависимость максимальной относительной интенсивности двумерных световых пучков различных профилей на выходе из оптически активного кристалла толщиной 10 мм от ориентационного угла. Изучено влияние оптической активности на распространение и взаимодействие двумерных световых пучков в оптически активных фоторефрактивных кристаллах BSO и ВТО.

#### Литература

1. Шепелевич В.В., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В., Голуб А.А. Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2003. Т. 33, № 5. С. 446 – 451.
2. Шепелевич В.В., Загорский А.Е., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. Влияние оптической активности на распространение двумерных пространственных солитонов в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. №4. С. 353 – 357.
3. Henderson B.G., Mansell J.D. Laser Beam Shaping with Membrane Deformable Mirrors // Proc. SPIE. 2008. V. 10. P. 7093 – 7103.
4. Cheng Y.-K., Lu Y.-H., Tien C.-H., Shieh H.-P. Design and Evaluation of Light Spread Function for Area - Adaptive LCD System // J. Display Technol. 2009. V.5. P. 66 – 72.
5. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. Holographic storage in electrooptic crystals // Ferroelectrics. 1979. Vol. 22. P. 949 – 961.
6. Шепелевич В.В., Голуб А.А., Коваршик Р., Кислинг А., Матусевич В. Взаимодействие экранирующих солитонов в кубических оптически активных фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. 2005. № 35. С. 441 – 446.

***Секция 4.  
Лазеры, светодиоды и фотоприемники  
на полупроводниковых гетероструктурах***

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$  МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ**

*Государственное научно-производственного объединения  
"Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению".  
ул. П. Бровки, 19, 220072 Минск, Беларусь  
markev@ifftp.bas-net.by*

В данной работе исследовались тонкие пленки на основе сегнетоэлектрика  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  (BST), которые обладая большой диэлектрической проницаемостью и малыми потерями, являются перспективным материалом для изготовления ячеек динамических оперативных запоминающих устройств (ОЗУ), перестраиваемых микроволновых приборов и тепловизионных приборов [1-3]. Для интегрирования их в полупроводниковые схемы необходима разработка надежных методов неразрушающего контроля качества и толщины пленок. Пленки BST были получены методом импульсного лазерного напыления и исследовались на лазерном эллипсометре ЛЭФ-3М модернизированном с использованием магнитооптических модуляторов. Проводится сопоставление расчетных и экспериментальных результатов.

Отличительной особенностью метода получения пленок с помощью импульсного лазерного напыления является возможность сохранения стехиометрии испаряемого материала, которой можно в определенной степени управлять в процессе напыления [4]. Мишени представляли собой круглые пластины диаметром 22 мм из керамики состава  $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ , где  $x \approx 0,3$ . Пленки напылялись на кремниевые и подложки из плавленного кварца, представляющие собой пластинки размером 10x40 мм, закрепленные в специальных держателях внутри вакуумной камеры. Чтобы обеспечить хорошее качество пленки и ее стехиометрию осаждение проводилось в разреженной кислородной атмосфере при давлении 20 Па. Подложка нагревалась до температуры 530 °С. Отжиг пленок проводился при 750° в течение 2 часов на воздухе. Толщина полученных пленок составляла 150-250 нм. Структура пленок и их состав исследовались методами рентгенофазового анализа, электронного микроанализа и РФА. Показатель преломления и толщина пленок измерялась методом эллипсометрии.

Метод эллипсометрии позволяет проводить неразрушающий контроль толщины и показателя преломления пленок, как в процессе напыления пленок, так и после изготовления пленок. Измерения проводились на лазерном эллипсометре ЛЭФ-3М модернизированном с использованием магнитооптических модуляторов для повышения точности поляризационных измерений до 1 угловой минуты. В качестве активного материала модулятора использовались эпитаксиальные пленки висмутсодержащего редкоземельного феррита-граната (ВРФГ). Магнитооптическая добротность пленок ВРФГ составляет 15° на длине волны 0,63 мкм

(используемой в эллипсомере) при комнатной температуре. Корпус модулятора был изготовлен из магнитомягкого феррита, что приводит к увеличению магнитного поля в центре модулирующего соленоида приблизительно на 50%. Корпус также служил эффективным магнитным экраном, уменьшающим поля рассеяния соленоида. Пленка ВРФГ изготовлена так, что ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости пленки, коэрцитивная сила не превышает 1 Э, поле насыщения  $H_s=200$  Э. Форма модулированного сигнала близка к прямоугольной, в отличие от синусоидальной в модуляторах на парамагнитных стеклах.

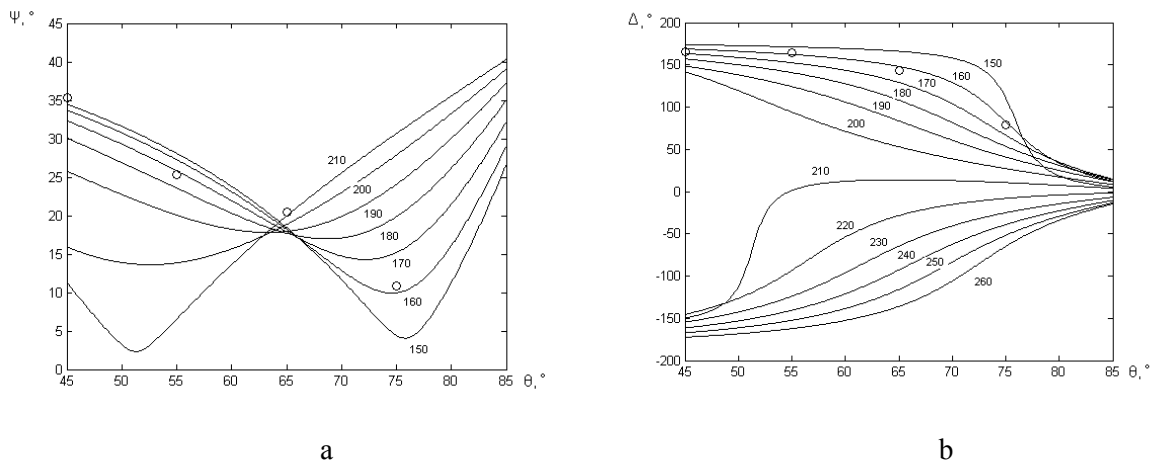


Рисунок 1. Зависимости поляризационных углов а -  $\Psi$  и б -  $\Delta$  от угла падения света  $\theta$  на систему подложка Si - пленка BST. Толщина пленки BST указана в нм рядом с каждой кривой. Кружками отмечены экспериментальные точки.

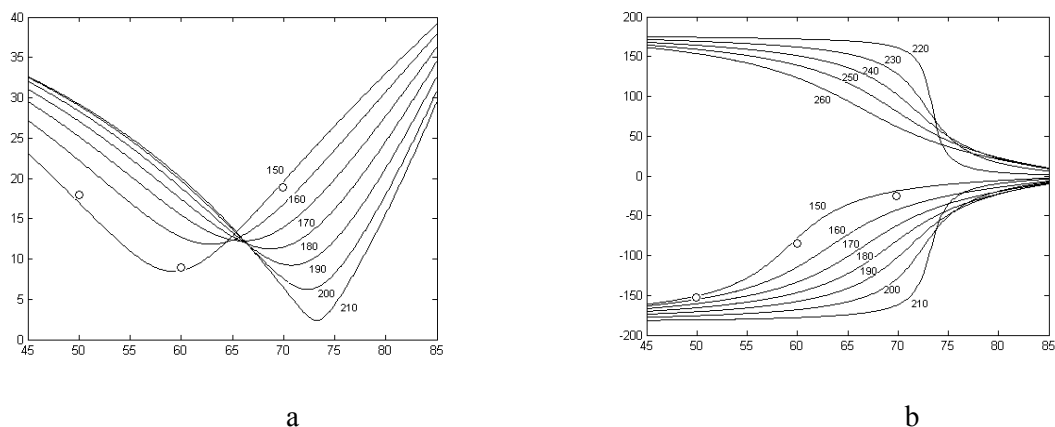


Рисунок 2. Зависимости поляризационных углов а -  $\Psi$  и б -  $\Delta$  от угла падения света  $\theta$  на систему подложка  $\text{SiO}_2$  - пленка BST. Толщина пленки BST указана в нм рядом с каждой кривой. Кружками отмечены экспериментальные точки.

На рис.1 и 2 приведены экспериментальные и расчетные зависимости эллипсометрических поляризационных углов  $\Psi$  и  $\Delta$  от угла падения света  $\theta$  на систему подложка Si - пленка BST подложка  $\text{SiO}_2$  - пленка BST.

Для расчетов использовались известные формулы для параметров  $\Psi$  и  $\Delta$  [5]:

$$\Psi = \arctg |r_p/r_s|, \Delta = \arg(r_p/r_s) \quad (1)$$

где главные коэффициенты отражения в модели однослойной пленки

$$r_p = [r_{12p} + r_{23p} \exp(-4\pi i d n_2 \cos \theta_2 / \lambda)] / [1 + r_{12p} r_{23p} \exp(-4\pi i d n_2 \cos \theta_2 / \lambda)] \quad (2)$$

$$r_s = [r_{12s} + r_{23s} \exp(-4\pi i d n_2 \cos \theta_2 / \lambda)] / [1 + r_{12s} r_{23s} \exp(-4\pi i d n_2 \cos \theta_2 / \lambda)]$$

$r_{12p}$ ,  $r_{23p}$ ,  $r_{12s}$  и  $r_{23s}$  – френелевские коэффициенты отражения от границ 12 – воздух-BST, 23 – BST-подложка,  $\theta_2$  – угол падения в пленке BST. Для коэффициентов преломления взяты следующие значения  $n_2 = n_{\text{BST}} = 2,40$ ,  $n_3 = n_{\text{SiO}_2} = 1,51$  или  $n_3 = n_{\text{Si}} = 4,00 - 0,03i$ .

Толщины BST-пленок в каждом рассматриваемом случае определены с использованием метода наименьших квадратов. Измеренная толщина пленки BST на кремниевой подложке составляет 162 нм, на кварцевой 152 нм.

Учитывая тот факт, что для кремниевой подложки погрешность аппроксимации в модели однослойной пленки превышала погрешность экспериментальных измерений, а также то, что обе пленки получены при одинаковых условиях напыления и следовало ожидать одинаковые толщины пленок, была рассмотрена модель двухслойной пленки с учетом промежуточного переходного слоя между пленкой BST и подложкой.

Для учета переходного слоя были использованы рекуррентные формулы на основе (2), где коэффициенты  $r_{23p}$  и  $r_{23s}$  заменялись на  $r_{24p}$  и  $r_{24s}$ , которые в свою очередь вычислялись по формулам аналогичным (2), в которых индекс 3 соответствовал переходному слою, а 4 – подложке. Аппроксимация экспериментальных данных, полученных для кремниевой подложки, в модели двухслойной пленки позволяет сделать вывод о толщине переходного слоя около 5 нм, если предположить, что коэффициент преломления этого слоя такой же, как и у  $\text{SiO}_2$ .

Таким образом, эллипсометрические измерения проведенные на пленках BST, полученных методом импульсного лазерного напыления на кремниевые и кварцевые подложки, позволяют проводить неразрушающий контроль толщин пленок. Для пленок на кремниевых подложках необходимо учитывать переходный слой для адекватного описания отражения света.

Приведены расчеты эллипсометрических параметров и экспериментальные данные для систем подложка Si - пленка BST и подложка  $\text{SiO}_2$  - пленка BST. Проведено сопоставление с результатами эллипсометрических измерений для пленок BST, полученных методом импульсного лазерного напыления. Показана необходимость учета переходного слоя между пленкой BST и кремниевой подложкой для адекватного описания отражения света.

Литература

[1] Vorobiev A., Berge J., Gevorgian S. Thin film  $\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{TiO}_3$  voltage tunable capacitors on fused silica substrates for applications in microwave microelectronics. Thin Solid Films, 2007, v.515, iss.16, p.6606-6610.

[2] Kawahito S., Sawada K., Tada K., Ishida M., Tadakoro Y. Active pixel circuits and signal processing techniques for a chopperless pyroelectric infrared image sensor. *Sensors and Actuators A*, 2002, v.97-98, p.184-192.

[3] Hashimoto K., Xu H., Mukaigawa T., Kubo R., Zhu H., Noda M., Okuyama M. Si monolithic microbolometers of ferroelectric BST thin film combined with readout FET for uncooled infrared image sensor. *Sensors and Actuators A*, 2001, v.88, p.10-19.

[4] Chrisey D.B., Hubler G.K. Pulsed laser deposition of thin films.- John Wiley & Sons, Inc., 1994. 648 p.

[5] Р.М.А. Аззам, Н.М. Башара. Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. М.: Мир, 1981. 583 с.



## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by*

Производители полупроводниковых светоизлучающих диодов (СД) белого света, такие как Lumileds, Nichia, Cree и др., за последние годы представили на рынке устройства с эффективностью излучения до 140 люмен на ватт [1]. Исследование влияния внутреннего разогрева и температуры окружающей среды на излучательную эффективность светодиодов с электрической мощностью ~ 1-5 Вт представляет значительный интерес.

На рисунке 1 показаны спектры электролюминесценции светодиода LXML-PM01-0080, измеренные при токах 350 и 700 мА в зависимости от температуры нагрева. Температура нагрева изменялась от 21 до 100°C. Увеличению тока инжекции с 350 до 700 мА, приводит к смещению положения максимума спектров ЭЛ в коротковолновую область, что обусловлено заполнением плотности хвостов состояний InGaN и недостаточно высокой температурой перегрева активной области для длинноволнового смещения. При этом с увеличением температуры интенсивность спектров падает и происходит их смещение в сторону меньших энергий, обусловленное температурным сужением запрещенной зоны.

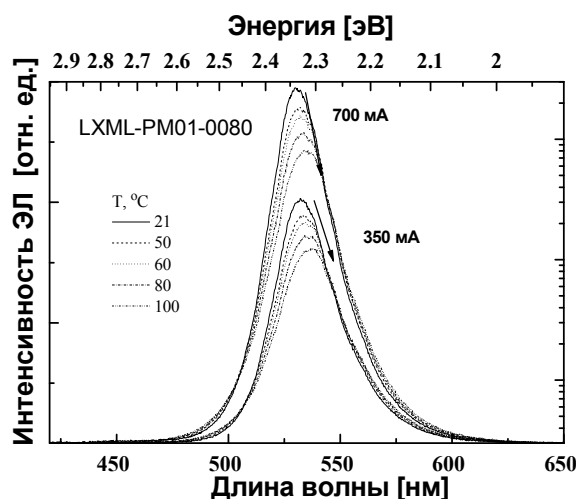


Рисунок 1 – Спектры электролюминесценции светодиода LXML-PM01-0080 в зависимости от температуры при значениях тока: 350 и 700 мА.

На основании результатов измерения оптической мощности светодиодов и учета индикатрисы излучения получены зависимости КПД и внешней квантовой эффективности светодиодов в зависимости от температуры и времени работы. Измерения оптической

мощности излучения светодиодов LXML-PB01-0023 и LXML-PM01-0080 проводились одновременно с измерениями вольт-амперных характеристик. У “синего” светодиода LXML-PB01-0023 внешняя квантовая эффективность достигала максимума при 3 В (рис. 2). Повышение тока до номинального значения (700 мА) приводило к уменьшению эффективности на 16%. Увеличение времени измерений от 2,9 секунд до 46 минут 40 секунд проводило к дополнительному падению эффективности при токе 700 мА еще на 7%, обусловленному перегревом активной области светодиода.

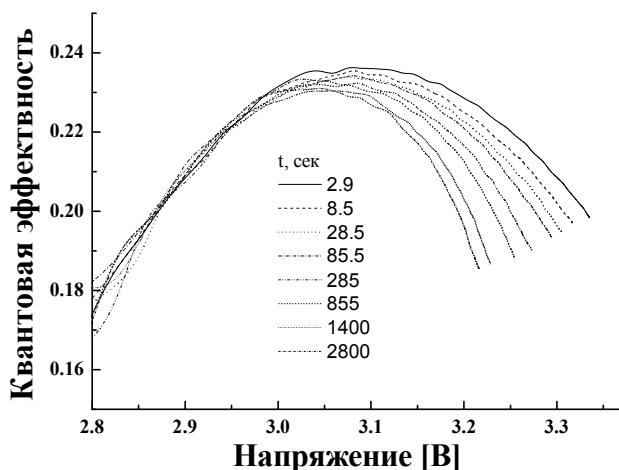


Рисунок 2. Квантовая эффективность светодиода как функция прямого смещения на светодиоде при различном времени ее измерения

Теоретические оценки показали, что в исследуемом временном интервале процесс теплообмена светодиодного кристалла с подложкой можно считать стационарным и, следовательно, эффективность излучательной рекомбинации будет определяться температурой светодиодной подложки при заданном токе инжекции.

Внешняя квантовая эффективность в зависимости от падения напряжения на р-п переходе для светодиодов LXML-PB01-0023 и LXML-PM01-0080 представлена соответственно на рисунках 3 и 4 при увеличении температуры нагрева от 21 до 100°C. Напряжение на р-п переходе определялось исключением вклада последовательного сопротивления светодиодов. Из рисунка видно, что максимальная квантовая эффективность уменьшается на 30% с ростом температуры до 100 °С, причем с нагревом происходит значительное уменьшение напряжения прямого смещения на р-п переходе в максимуме эффективности, что обусловлено температурным уменьшением ширины запрещенной зоны.

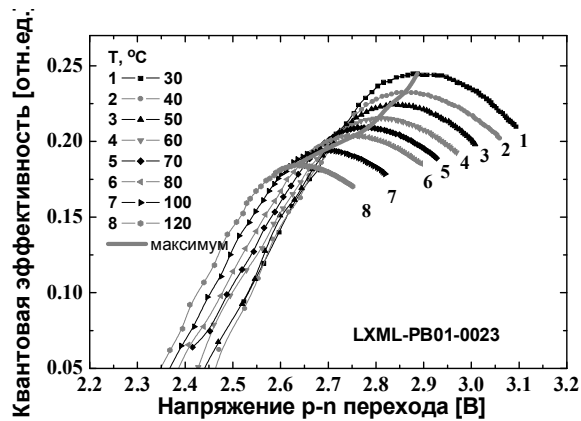


Рисунок 3 – Внешняя квантовая эффективность для светодиода LXML-PB01-0023 в зависимости от напряжения на p-n переходе при различных температурах.

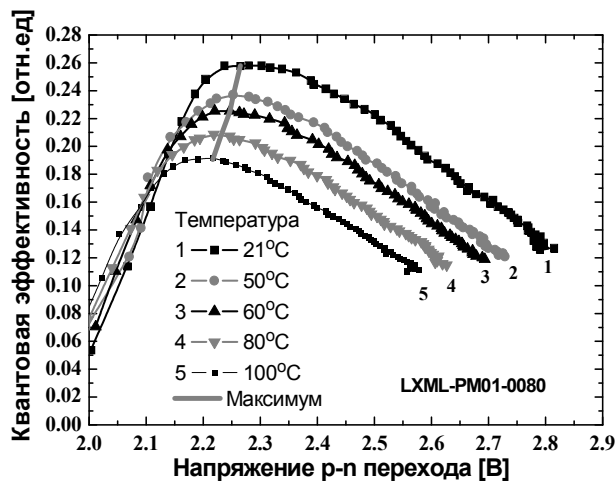


Рисунок 4 – Внешняя квантовая эффективность для светодиода LXML-PM01-0080 в зависимости от напряжения на p-n переходе при различных температурах.

Температурные зависимости напряжения на p-n переходе, при котором достигается максимум квантовой эффективности и порога подвижности  $E_g(T)$ , совпадают с точностью до 3 кТ. Порог подвижности носителей  $E_g(T)$  определялся по низкоэнергетическому краю спектров фототока светодиодов [2] при температурах от 21 до 120 °С. По-видимому, падение эффективности происходит при инжекции носителей, максимум распределения по энергиям которых удалён от края подвижности на величину меньшую 3 кТ, т.е. когда заметная часть (более 5%) инжектируемых носителей имеет энергию достаточную для преодоления порога подвижности и, соответственно, может быть захвачена безызлучательными центрами рекомбинации.

Как показали эксперименты, квантовая эффективность рекомбинации до достижения ее максимума слабо зависит от времени измерений, что связано с тем, что максимум квантовой эффективности находится в близи эффективной зоны подвижности носителей InGaN. В связи с этим при низких напряжениях возбуждаются неравновесные носители заряда, локализованные

на флуктуациях InGaN, и которые не имеют возможности диффундировать на безызлучательные центры (дислокации). При увеличении напряжения прямого смещения неравновесные носители заряда попадают в зону подвижности InGaN, что приводит к значительному падению эффективности со временем работы как за счет их рекомбинации на безызлучательных центрах (дислокациях), так и вследствие температурной активации безызлучательных центров, вызванной перегревом активной области. Саморазогрев активной области в свою очередь приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны полупроводниковых слоев гетероструктуры, что проявляется в уменьшении напряжения смещения в максимуме эффективности и при заданном токе инжекции (токи более 100 мА).

Показано, что при увеличении напряжения прямого смещения на светодиодах на основе гетероструктур InGaN/GaN неравновесные носители заряда попадают в зону подвижности InGaN, что приводит к значительному падению эффективности. Саморазогрев активной области приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны полупроводниковых слоев гетероструктуры, что проявляется в уменьшении напряжения смещения в максимуме эффективности при заданном токе инжекции большем 100 мА.

#### Литература

1. [http://www.semiconductor-today.com/news\\_items/2010/DEC/CREE\\_161210.htm](http://www.semiconductor-today.com/news_items/2010/DEC/CREE_161210.htm)
2. Бочкарева Н.И., Квантовая эффективность и формирование линии излучения в светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN // - ФТП. – 2007. - Т.41 - Вып. 1, - С. 88 - 91

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕГРЕВА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СВЕТОДИОДА В СВЕТОДИОДНЫХ МОДУЛЯХ

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by*

Широкому применению светоизлучающих диодов в настоящее время способствует снижение стоимости Лм/Вт, увеличение эффективности светодиодов, а также светового потока с одного устройства. Однако для замены традиционных источников света, таких как лампы накаливания и электролюминесцентные лампы, требуются источники со световым потоком ~ 400-1200 люмен. Также следует учитывать условия теплоотвода и качества посадки светоизлучающих диодов на теплоотводящие основания, так как уменьшение теплового сопротивления конечных осветительных устройств остается приоритетной задачей. Таким образом, необходимо создание различных светодиодных модулей, состоящих из нескольких светодиодов и работающих как в номинальном режиме, так и при активном охлаждении.

Для определения величин перегрева светодиодов в светодиодных модулях используются спектроскопический и электрический методы. Зависимость ширины запрещенной зоны полупроводника от температуры позволяет по смещению положения спектра излучения и уменьшению напряжения на р-п переходе в процессе работы светодиода оценить температуру его активной области. Зная температуру и подводимую мощность можно оценить тепловое сопротивление посадки светодиодного кристалла.

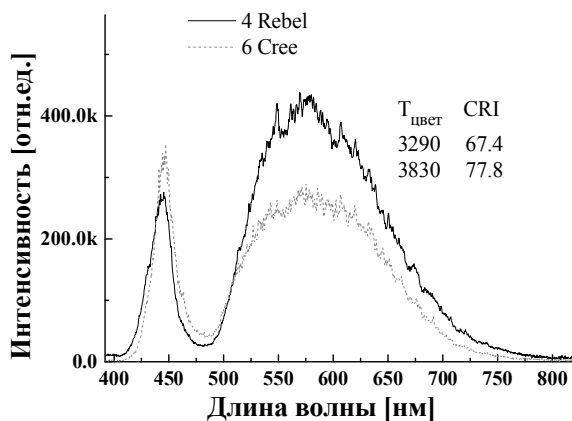


Рисунок 1. Спектры электролюминесценции белых светодиодов Luxeon Rebel и Cree при токе 350 мА

Для создания светодиодных модулей использовались 2 типа белых светодиодов фирм Cree и Philips Lumileds, спектры электролюминесценции (ЭЛ) которых представлены на рисунке 1. Цветовая коррелированная температура излучения светодиодов Rebel  $T = 3290$  К, светодиодов Cree  $T = 3830$  К, индексы цветопередачи соответственно составили 67,4% и 77,8%

Были созданы и исследовались светодиодные модули, состоящие из 4 светодиодов Luxeon Rebel, посаженных на пластину анодированного алюминия с медной металлизацией, и 6

светодиодов Cree, показанных на вставке рисунка 2. Световые потоки составили соответственно порядка 400 и 600 люмен при номинальном токе 350 мА для Rebel и Cree. На рисунках 2а и б показаны зависимости температуры корпусов светодиодов Rebel и Cree и теплоотводящих оснований при токе 350 мА от времени. Оценки теплового сопротивления посадки светодиодов составили  $\sim 13$  К/Вт для Luxeon Rebel и  $\sim 12$  К/Вт для Cree. Для температурных измерений светодиодные модули крепились на радиатор и в каждом случае работали все светодиоды.

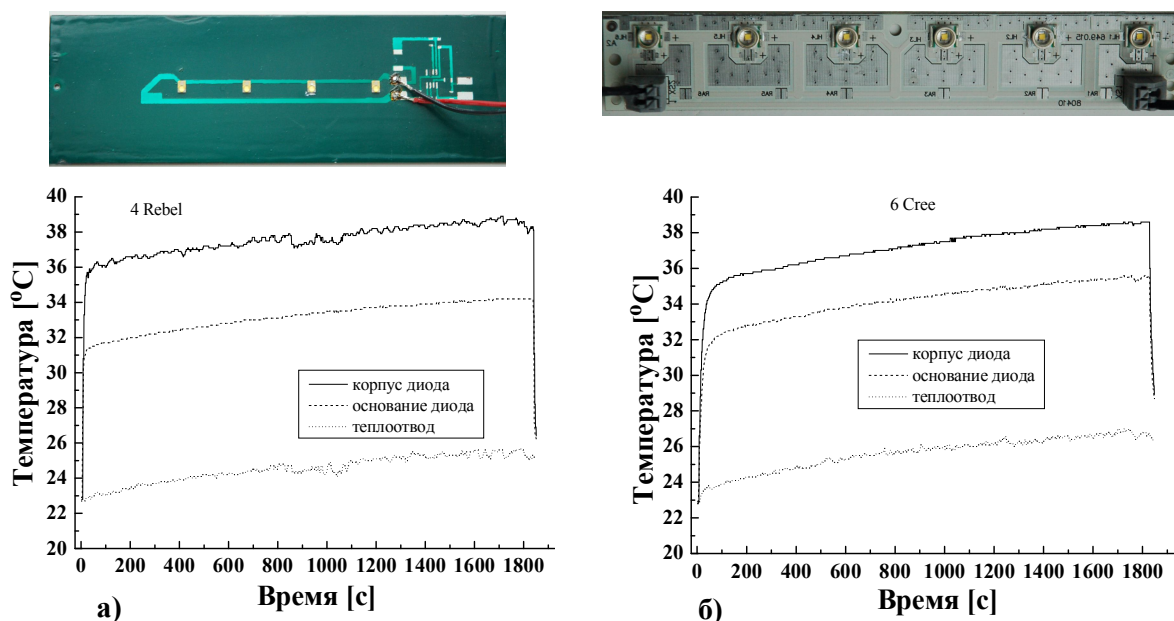


Рисунок 2. Температуры корпусов светодиодов Luxeon Rebel а) и Cree б) и теплоотводящих оснований при токе 350 мА в течении 30 минут. Вставка: светодиодные модули, состоящие из 4 светодиодов Luxeon Rebel и 6 светодиодов Cree

На рисунке 3 представлены зависимости напряжения смещения а) и положения спектра электролюминесценции б) на светодиоде Rebel при возбуждении током 1 А при температурах светодиода 19 и 42 °С. Вследствие качественной посадки кристалла и малой теплоемкости корпуса светодиода Rebel, кинетика напряжения смещения (увеличение температуры) затянута. Тепловое сопротивление светодиода можно оценить порядка 10 К/Вт.

Разработан и изготовлен макет светодиодного модуля с активным жидкостным охлаждением трех светодиодных кристаллов Rebel фирмы Philips Lumileds, излучающий в синей области спектра с активным жидкостным охлаждением.

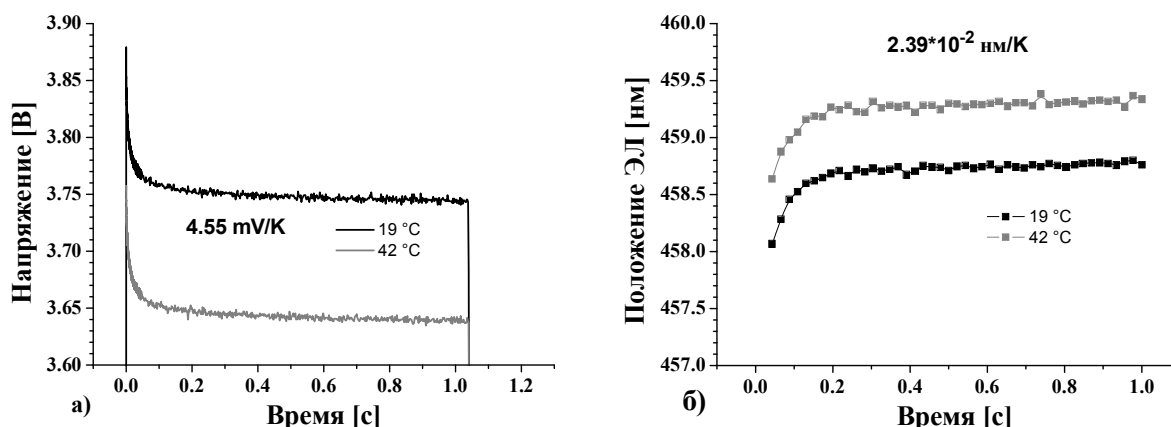


Рисунок 3. Кинетика напряжения смещения а) и положения спектра электролюминесценции б) на светодиоде Rebel при возбуждении током 1 А

Для определения величин перегрева активной области светодиодов использовался стандартный метод, основанный на измерении спектров электролюминесценции при импульсном и непрерывном возбуждении в зависимости от температуры. Импульсы тока, прикладываемые к светодиоду, имели продолжительность 1 мкс, частота их повторения – 1 кГц. На рисунке 4 представлена зависимость положения электролюминесценции от температуры светодиодов при импульсном токе величиной 2 А. Спектральное смещение на 1 нм соответствует увеличению температуры на 27,7°C.

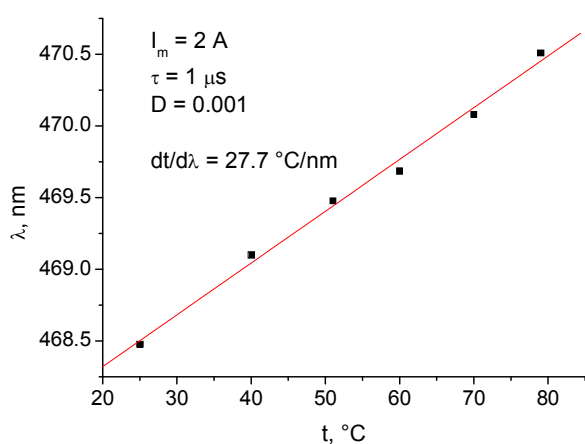


Рисунок 4 – Зависимость положения ЭЛ от температуры при импульсном токе величиной 2 А

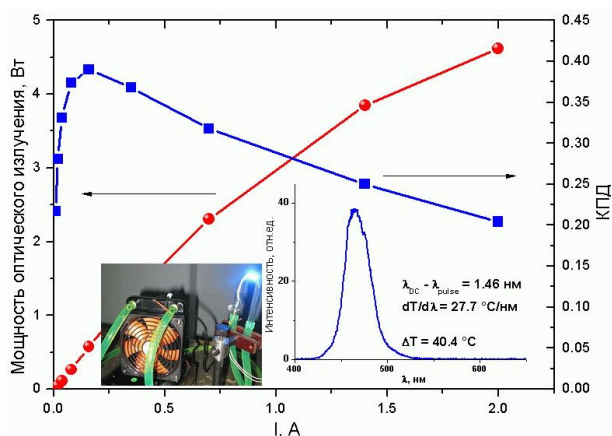


Рисунок 5. КПД и мощность оптического излучения светодиодного модуля с активным жидкостным охлаждением в зависимости от тока инжекции. Вставки: Фотография и спектр излучения

Были получены спектры электролюминесценции исследуемой светодиодной сборки при непрерывном и импульсном возбуждении током величиной 2 А при использовании в качестве

охлаждающей жидкости деионизированную воду и этиловый спирт соответственно. При использовании деионизированной воды разность положений ЭЛ при непрерывном и импульсном токах  $\lambda_{DC} - \lambda_{pulse} = 1,46$  нм соответственно температура перегрева активной области  $T_{перегр} = 40,4^{\circ}\text{C}$ . При охлаждении светодиодной линейки этиловым спиртом разность положений ЭЛ при непрерывном и импульсном составила  $\lambda_{DC} - \lambda_{pulse} = 1,83$  нм, что соответствует температуре перегрева активной области  $T_{перегр} = 50,7^{\circ}\text{C}$ .

На рисунке 5 представлены результаты измерений КПД и мощности оптического излучения светодиодного модуля в зависимости от тока инжекции. Максимальная оптическая мощность излучения достигала значения более 4,5 Вт при токе инжекции 2 А. КПД достигает максимальное значение равное 40% при токе инжекции 0,15 А и 20% при токе инжекции 2 А. Следовательно, при охлаждении деионизированной водой при токе 2 А и измеренном перегреве светодиода можно оценить общее полное тепловое сопротивление светодиодного модуля, которое составляет только 2 К/Вт.

Была достигнута максимальная оптическая мощность излучения более 4,5 Вт при токе инжекции 2 А. При этом КПД достигает максимального значения равного 40% при токе инжекции 0,15 А и 20% при токе инжекции 2 А. По температурному смещению спектров излучения показано, что перегрев активной области при токе инжекции 2 А составляет  $40^{\circ}\text{C}$ , при использовании в качестве хладагента дистиллированной деионизированной воды, а спиртового раствора -  $50^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, общее полное тепловое сопротивление светодиодного модуля составляет только 2 К/Вт.

Разработан и изготовлен макет светодиодного модуля с активным жидкостным охлаждением трех светодиодных кристаллов. Достигнута максимальная оптическая мощность излучения 4.5 Вт при токе 2 А. КПД достигает максимальное значение 40% при токе инжекции 0.15 А и 20% при токе 2 А. Полное тепловое сопротивление светодиодного модуля составляет 2 К/Вт.

#### Литература

1. <http://nextbigfuture.com/2010/08/white-led-lights-with-135-lumens-per.html>
2. Lutsenko, E. V. Active region overheating temperature of commercial and active liquid cooled LEDs. // Annual proceedings the technical university of Varna 2010. / International Scientific and Applied Conference Opto-Nano Electronics and Renewable Energy Sources 2010. Proceedings., ISSN 1312-1839., St. Constantine and Helena Resort, - Varna, Bulgaria. 21 – 25 September 2010. - P 38-42



## **ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by*

Мощные светодиоды испытывают значительное влияние, как от внешней температуры, так и от собственного разогрева в результате работы при больших значениях тока инжекции. Важным с практической точки зрения является тепловое поведение цветовых характеристик “белых” светодиодов от температуры.

Исследованы спектры электролюминесценции светодиодов серии Rebel фирмы Luxeon белого свечения LXML-PWC1-0080 и LXML-PWN1-0080 при непрерывном и импульсном токах. Определены зависимости цветовой коррелированной температуры и индекса цветопередачи от температуры теплоотводящего основания. Измерялись спектры электролюминесценции (ЭЛ) при непрерывном и импульсном возбуждении. Температура теплоотвода при этом варьировалась в диапазоне от  $-20$  °С до  $+85$  °С. Величина тока при непрерывном возбуждении и амплитуда тока при импульсном возбуждении для всех измерений выдерживались одинаковыми и соответствовали номинальному току питания светодиодов 350 мА. Постоянство величины тока инжекции для всех измерений обеспечило одинаковые условия для заполнения In-обогащенных областей и экранирования встроенного электрического поля структуры свободными носителями заряда, что позволяет учитывать только относительное смещение спектров электролюминесценции, обусловленное разогревом активной области светодиода. На рисунке 1 приведены нормированные спектры ЭЛ светодиодов LXML-PWC1-0080 и LXML-PWN1-0080 при непрерывном и при импульсном возбуждении при комнатной температуре.

Спектры излучения ЭЛ светодиодов состоят из двух полос, соответствующих излучению из области InGaN/GaN квантовых ям (КЯ) и излучению фотолюминесценции люминофора. Полосы излучения области КЯ для светодиодов холодного и нейтрального оттенков белого свечения расположены на 449 нм и 442 нм соответственно. Для случая непрерывного возбуждения заметно большее значение полуширины полосы излучения из области КЯ, что связано с перегревом активной области структуры.

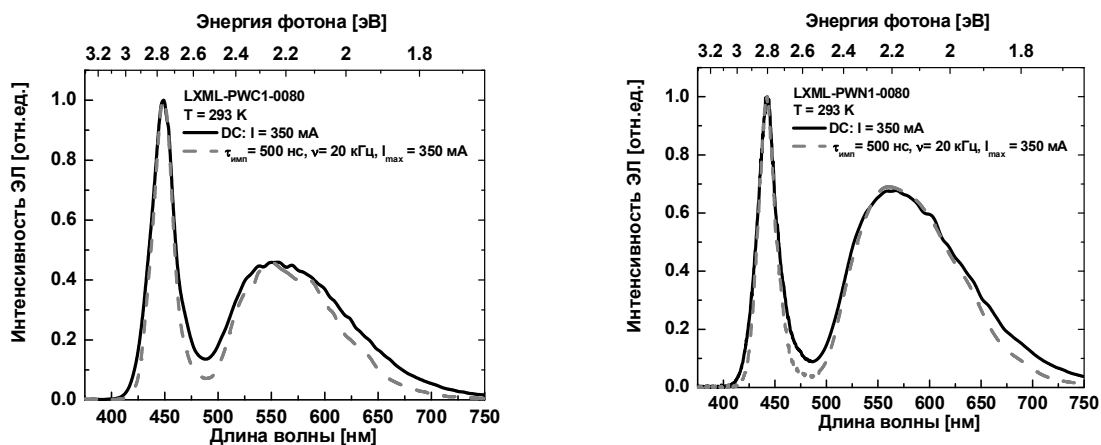


Рисунок 1 - Нормированные спектры ЭЛ светодиодов LXML-PWC1-0080 (а) и LXML-PWN1-0080 (б) при непрерывном (сплошная линия) и при импульсном (штриховая линия) возбуждении при  $T = 293 \text{ K}$

Цветовая температура СД LXML-PWN1-0080 (нейтральный белый) изменяется от 4000 К до 4500 К с ростом температуры подложки от  $-26 \text{ }^\circ\text{C}$  до  $83 \text{ }^\circ\text{C}$  при непрерывном токе и от 3650 К до 4150 К при импульсном токе. Увеличение цветовой температуры светодиода LXML-PWC1-0080 (холодный белый) с ростом температуры подложки от  $-29 \text{ }^\circ\text{C}$  до  $83 \text{ }^\circ\text{C}$  происходит от 6000 К до 7300 К при непрерывном токе и от 5300 К до 7300 К при импульсном токе. При этом значения ЦТ для обоих светодиодов находятся в пределах величин заявленных производителем [1]. Однако большие значения цветовой температуры при непрерывном токе обусловлены перегревом активной области - сдвигом синей компоненты излучения ЭЛ в длинноволновую область, а также её уширением.

В результате показано, что если температура подложки находится в пределах  $-5^\circ\text{C}$  до  $20^\circ\text{C}$  цветовые характеристики белых светодиодов нейтрального и холодного оттенков белого испытывают незначительные изменения, и такие условия наиболее приемлемы для их использования, как при непрерывном, так и импульсном номинальном токах. При увеличении температуры теплоотвода происходит увеличение индекса цветопередачи, и увеличение значения этого параметра достигаются при ухудшении условий отвода тепла от светодиодов..

Показано, что цветовые характеристики белых светодиодов нейтрального и холодного оттенков белого испытывают незначительные изменения, если температура подложки находится в пределах  $-5^\circ\text{C}$  до  $20^\circ\text{C}$ . Ухудшение условий отвода тепла от светодиодов, что соответствует увеличению температуры подложки, приводит к увеличению индекса цветопередачи.

Литература

1. <http://www.philipslumileds.com/pdfs/DS56.pdf>

УДК 535.374:621.375.8:621.373.8

Е. В. Луценко<sup>1</sup>, А. Г. Войнилович<sup>1\*</sup>, Н. П. Тарасюк<sup>1</sup>, В. З. Зубелевич<sup>1</sup>, Г. П. Яблонский<sup>1</sup>,  
С. В. Сорокин<sup>2</sup>, И. В. Седова<sup>2</sup>, С. В. Гронин<sup>2</sup>, С. В. Иванов<sup>2</sup>

## ГЕНЕРАЦИЯ И ВНУТРЕННИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ИЗ ВСТАВОК КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ZnCdSe В ВАРИЗОННЫМ ВОЛНОВОДЕ

<sup>1</sup> *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072  
Минск, Беларусь*

*\* a.vainilovich@ifanbel.bas-net.by*

<sup>2</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург, Россия*

Полупроводниковые лазерные  $A^2B^6$  гетероструктуры (ГС) с квантоворазмерной активной областью, оптически накачиваемые излучением  $A^3N$  лазерных диодов, перспективны для создания миниатюрных высокоэффективных лазеров зеленого свечения, необходимых для проекционного лазерного телевидения, локальной оптической связи, целеуказания и других практических приложений [1]. Для получения высокого КПД таких лазерных преобразователей необходимо обеспечить малый порог и высокую эффективность генерации для  $A^2B^6$  ГС.

В настоящей работе проведены исследования внутренних лазерных характеристик ГС ZnMgSSe/ZnSSe/ZnCdSe с активной областью, состоящей из одной и пяти квантовых ям ZnSe с одной вставкой квантовых точек ZnCdSe в каждой яме, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs. Для улучшения транспорта неравновесных носителей заряда в активную область ГС был разработан варизонный оптический волновод. Наборы напряженных ZnMgSSe/ZnSe и ZnSSe/ZnSe сверхрешеток с различными периодами и соотношениями толщин ям и барьеров обеспечивали необходимый профиль показателя преломления и ширины запрещенной зоны в волноводной области.

Лазерное излучения в зеленой области спектра в ГС с одной и пятью вставками было получено при оптической накачке излучением импульсного  $N_2$  лазера ( $\lambda_{\text{ген}} = 337,1$  нм,  $\tau_{\text{имп}} = 8$  нс,  $\nu = 700$  Гц) на резонаторах различной длины. Внутренние лазерные характеристики, определенные на основе зависимостей порога и дифференциальной квантовой эффективности лазерной генерации от длины резонатора. Как видно из рисунка 1 внутренние лазерные характеристики для ГС с одной вставкой квантовых точек ZnCdSe составили: характеристическое усиление  $\Gamma G_0 = 62 \text{ см}^{-1}$ , порог прозрачности  $I_T = 0,64 \text{ кВт/см}^2$ , внутренние потери  $\alpha_i = 2,9 \text{ см}^{-1}$ , внутренняя квантовая эффективность  $\eta_i \sim 58,6\%$ . Малые оптические потери и рекордно низкий порог прозрачности в лазерах на основе ГС с одной вставкой квантовых точек ZnCdSe обуславливают низкие пороги генерации для лазеров с длиной резонатора более 500 мкм. Так для резонатора  $L_{\text{рез}} = 640$  мкм получен рекордно низкий порог генерации  $1,5 \text{ кВт/см}^2$ .

Для ГС с пятью вставками (рисунок 2) внутренние лазерные характеристики составили:  $\Gamma G_0 = 167 \text{ см}^{-1}$ ,  $I_T = 1,6 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\alpha_i = 7,35 \text{ см}^{-1}$ ,  $\eta_i \sim 70,1\%$ . Гетероструктура с пятью вставками имеет высокое лазерное качество и по внутренней квантовой эффективности и характеристическому

усилению превосходит аналогичную ГС с неваризонным волноводом [2]. Большое значение характеристического усиления в этой ГС обеспечивает меньшее значение порога генерации для лазеров с короткими резонаторами ( $L_{\text{cav}} < 100$  мкм), что необходимо для получения эффективной генерации при накачке таких образцов сфокусированным излучением  $A^3N$  лазерных диодов.

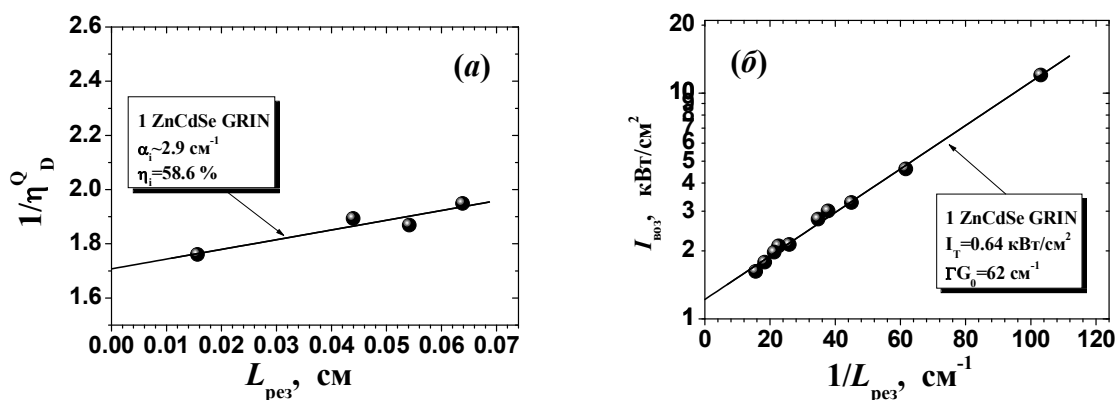


Рисунок 1. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности (а) и порога (б) лазерной генерации от длины резонатора для гетероструктуры с одной вставкой квантовых точек ZnCdSe.

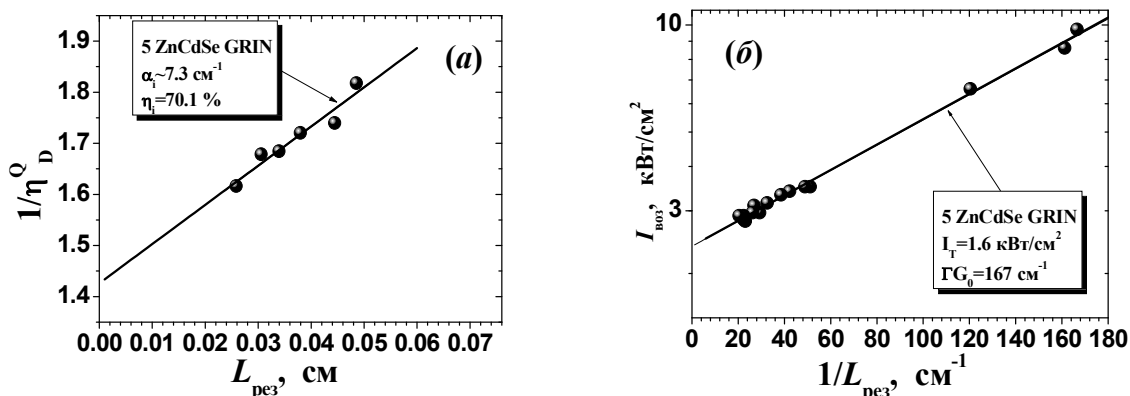


Рисунок 2. Зависимость дифференциальной квантовой эффективности (а) и порога (б) лазерной генерации от длины резонатора для гетероструктуры с пятью вставками квантовых точек ZnCdSe.

Таким образом, созданы полупроводниковые лазеры зеленого свечения с активной областью с одной и пятью вставками квантовых точек ZnCdSe в варизонном оптическом волноводе. Показано, что лазеры на основе ГС с пятью вставками имеют более высокие значения внутренней квантовой эффективности ( $\eta_i \sim 70.1\%$ ) и характеристического усиления ( $\Gamma G_0 = 167 \text{ см}^{-1}$ ), чем на ГС с неваризонным волноводом, что необходимо для получения эффективной генерации в лазерах с короткими резонаторами. Для лазеров с одной вставкой квантовых точек в варизонном волноводе внутренние оптические потери составили  $\alpha_i = 2.9 \text{ см}^{-1}$ , а порог прозрачности – рекордно низкое значение  $I_T = 0.64 \text{ кВт/см}^2$ . Полученные результаты, свидетельствующие о высоком лазерном качестве гетероструктур с варизонным оптическим волноводом, позволяют ожидать существенного увеличения КПД лазерных преобразователей, созданных на их основе.

Литература.

1. S.V. Ivanov et al, J. Crystal Growth 311, 2120-2122 (2009).
2. A.G. Vainilovich et al, Phys. Stat. Sol. C 7, No. 6, 1691– 1693 (2010).

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

*Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072*

*Минск, Беларусь*

*\* m.rzheutski@ifanbel.bas-net.by*

Солнечные элементы на основе соединения  $\text{CuInGaSe}_2$  (CIGS) и каскадные многопереходные элементы занимают взаимодополняющие позиции на рынке солнечных элементов. Первые характеризуются низкой стоимостью при относительно высоком КПД [1, 2], вторые обеспечивают максимально эффективное преобразование излучения с широким спектром. В работе исследовались характеристики солнечных элементов двух типов в зависимости от условий оптического возбуждения. Элементы первого типа представляли собой солнечные ячейки на основе полупроводникового соединения CIGS, наносимого методом реактивного магнетронного распыления. Элементы второго типа представляли собой трехпереходные каскадные солнечные ячейки, состоящие из слоев  $\text{GaInP}/\text{GaInAs}/\text{Ge}$ , выращенных методом осаждения металлоорганических соединений из газовой фазы. Для обоих типов образцов исследовалось влияние интенсивности и длины волны излучения на выходные характеристики солнечного элемента. На рисунках 1, *a* и *б* приведены схемы расположения и структура слоев исследуемых солнечных элементов.

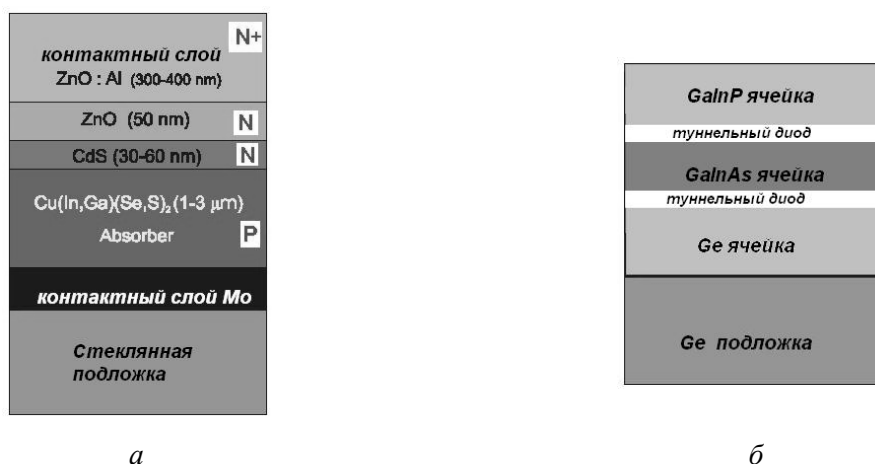


Рисунок 1 – Схемы дизайна для исследуемых солнечных элементов на основе соединения CIGS (*a*) и каскадных трехпереходных солнечных элементов  $\text{GaInP}/\text{GaInAs}/\text{Ge}$ .

Для возбуждения солнечных элементов на основе соединения CIGS использовался набор монохроматических источников непрерывного излучения с длинами волн  $\lambda_{\text{возб}} = 380, 450, 520, 633$  и  $808$  нм. Плотность мощности возбуждающего излучения варьировалась в диапазоне  $0,3 - 1600$  мВт/см<sup>2</sup>. На рисунках 2, *a* и *б* приведены вольтамперные характеристики при

$\lambda_{\text{возб}} = 520$  нм и зависимости квантовой эффективности в режиме тока короткого замыкания солнечного элемента от уровня оптического возбуждения при разных  $\lambda_{\text{возб}}$ .

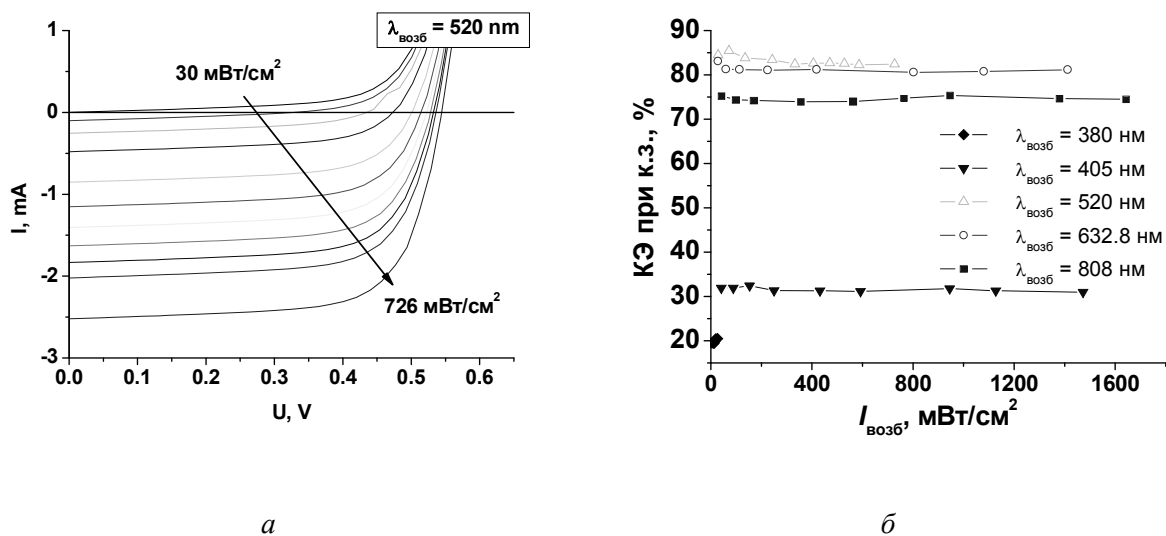
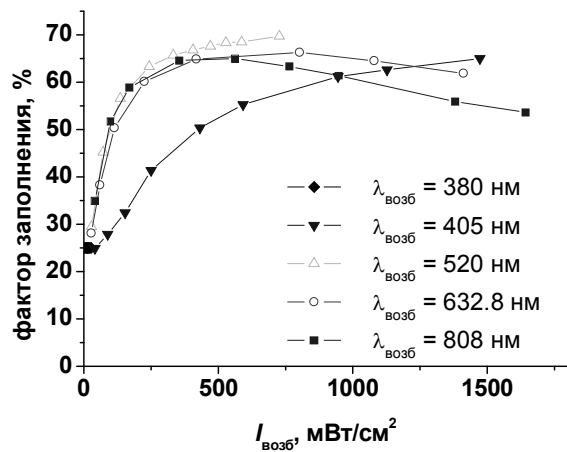
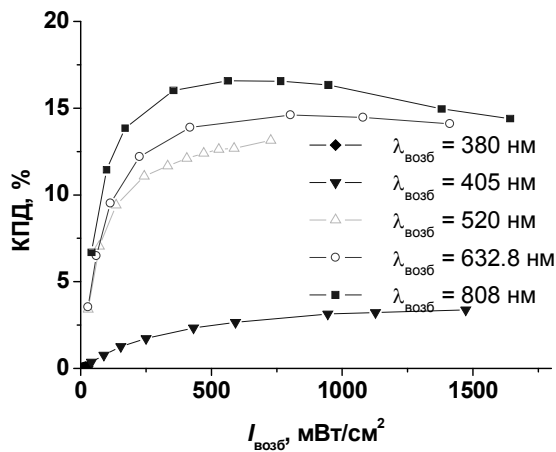


Рисунок 2 – Вольтамперные характеристики при  $\lambda_{\text{возб}} = 520$  нм (а) и зависимости квантовой эффективности в режиме тока короткого замыкания солнечного элемента от уровня оптического возбуждения (б) для солнечной ячейки на основе соединения CIGS.

Видно, что величина квантовой эффективности в режиме тока короткого замыкания при возбуждении излучением фиксированной длины волны стабильна при изменении уровня возбуждения более чем на три порядка. Максимальное значение внешней квантовой эффективности (84%) достигается в области длин волн  $\lambda_{\text{возб}} = 520$  нм. С ростом энергии фотона возбуждающего излучения квантовая эффективность уменьшается вследствие поглощения излучения в верхних слоях ZnO, CdS, CIGS. При возбуждении излучения с  $\lambda_{\text{возб}} = 808$  нм квантовая эффективность солнечного элемента уменьшается из-за уменьшения поглощения в активном слое CIGS. Были определены зависимости КПД и фактора заполнения нагрузочных характеристик солнечного элемента от уровня оптического возбуждения при разных  $\lambda_{\text{возб}}$  (рисунок 3, а и б). Обе зависимости имели максимум (при  $\sim 630$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda_{\text{возб}} = 808$  нм). Уменьшение фактора заполнения и КПД при малых уровнях возбуждения обусловлено влиянием проводящих каналов, шунтирующих фототок. При больших уровнях возбуждения ток солнечного элемента ограничивается последовательным сопротивлением структуры. Для источников возбуждения, излучающих в зеленой-красной области спектра, при изменении уровня возбуждения в диапазоне 160-1600 мВт/см<sup>2</sup> КПД меняется не более чем на 20%. Наибольшее значение КПД (16.5%) получено для источника с  $\lambda_{\text{возб}} = 808$  нм при 560 мВт/см<sup>2</sup>. При возбуждении излучением, соответствующим солнечному свету, было достигнуто значение КПД 14,3%.

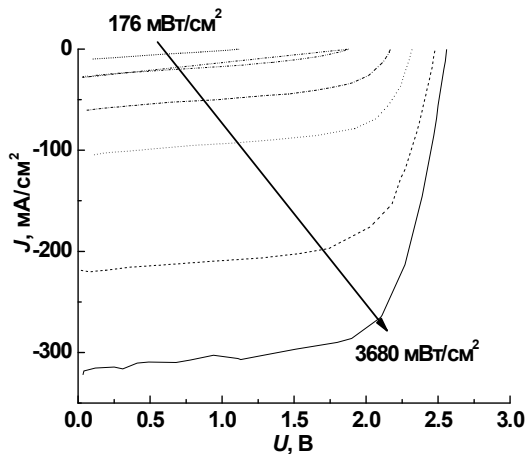


*a*

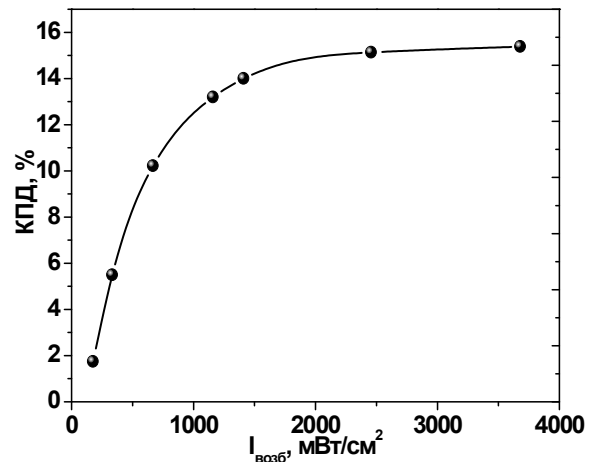
*б*

Рисунок 3 – Зависимости КПД (*a*) и фактора заполнения нагрузочной характеристики (*б*) солнечного элемента от уровня оптического возбуждения для солнечной ячейки на основе соединения CIGS.

На рисунках 4,*a* и *б* приведены вольтамперные характеристики и зависимость КПД от уровня возбуждения для каскадного трехпереходного солнечного элемента на основе гетероструктуры GaInP/GaInAs/Ge при возбуждении излучением ксеноновой лампы с широким спектром.



*a*



*б*

Рисунок 4 – Вольтамперные характеристики (*a*) и зависимость КПД от уровня оптического возбуждения (*б*) для каскадной трехпереходной солнечной ячейки на основе гетероструктуры GaInP/GaInAs/Ge при возбуждении излучением ксеноновой лампы с широким спектром.

Для трехпереходных солнечных элементов наблюдается увеличение значения КПД при увеличении уровня возбуждения. Наиболее сильный рост наблюдается при увеличении уровня возбуждения до 1200 мВт/см<sup>2</sup>, далее величина КПД начинает насыщаться, достигая при  $I_{\text{возб}}=3680$  мВт/см<sup>2</sup> величины 15,4%. Для оценки вкладов отдельных *p-n*-переходов в

эффективность элемента проводились измерения спектра фототока при наличии и отсутствии фоновой подсветки. Было показано, что наличие излучения фоновой подсветки уровня  $\sim 1$  мВт/см<sup>2</sup> с широким спектром приводит к уменьшению эффективности работы перехода на GaInAs в 5 раз, в то время как эффективность работы перехода на GaInP увеличивается в 5 раз. Увеличение уровня селективного возбуждения слоя GaInAs также приводит к уменьшению эффективности этого *p-n* перехода. Возможными причинами ухудшения условий работы *p-n* перехода в слое GaInAs могут быть изменение условий туннелирования на  $p^{++}/n^{++}$  туннельных переходах с повышением концентрации неравновесных носителей заряда, а также увеличение вероятности Оже - рекомбинации и уменьшение подвижности неравновесных носителей заряда. При возбуждении излучением примерно соответствующим интенсивности солнечного света, было получено значение КПД 13%.

Таким образом, для каскадных трехпереходных солнечных элементов, в отличие от однопереходных, наблюдается зависимость квантовой эффективности в режиме тока короткого замыкания от уровня оптического возбуждения. Спектральные измерения показали также перераспределение соотношения вкладов разных *p-n* переходов каскадного элемента при изменении уровня возбуждения.

Созданы однопереходные CuInGaSe<sub>2</sub> и трехпереходные GaInP/GaInAs/Ge солнечные элементы с максимальным КПД 14,3% и 15,4% при возбуждении излучением ксеноновой лампы. Исследованы их характеристики в разных условиях возбуждения. Для трехпереходных элементов наблюдалось увеличение квантовой эффективности при увеличении уровня возбуждения, несмотря на падение эффективности GaInAs *p-n* перехода. Для однопереходных элементов эффективность падала при высоких уровнях возбуждения в основном из-за влияния последовательного сопротивления структуры.

#### Литература

1. S. Niki, M. Contreras, I. Repins, M. Powalla, K. Kushiya, S. Ishizuka, K. Matsubara. CIGS absorbers and processes // Prog. Photovolt: Res. Appl. – 2010. – v. 18. – P. 453–466
2. <http://www.renewableenergyfocus.com/view/9182/zsw-thinfilm-solar-cell-reaches-201-efficiency/>.



**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ**

<sup>1</sup> *Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
n.loiko@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup> *Институт прикладного анализа и стохастики им. Вейерштрасса, Берлин, Германия*

<sup>3</sup> *Институт прикладной физики, Мюнстер, Германия*

<sup>4</sup> *Университет Стратклайд, Глазго, Великобритания*

Полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры (ПВИЛ) входят в разряд наиболее перспективных приборов современной оптоэлектроники. Одной из отличительных особенностей ПВИЛ является возможность получения относительно широкой достаточно однородной 2D-апертуры, обладающей слабой поляризационной анизотропией. Поляризационные свойства ПВИЛ исследовались для многих лазерных конфигураций с относительно узкой апертурой. В данном докладе мы приводим результаты наших работ по исследованию поляризации излучения широкоапертурных устройств.

Известно, что поляризационные свойства узкоапертурных ПВИЛ до и слегка выше порога генерации определяются, в основном, внутррезонаторной анизотропией. По мере увеличения апертуры становятся существенными моды, наклонные к оси резонатора. Поскольку резонансные условия различны для таких мод, то в случае отстройки частоты резонатора от максимума линии усиления одна из наклонных мод может иметь максимальное усиление. Её поляризация будет определяться уже не только анизотропией материала резонатора, но и различием отражения от распределённых брэгговских отражателей (РБО) для  $s$ - и  $p$ -волн (поляризованных перпендикулярно или параллельно волновому вектору  $k_{\perp}$ ). При ненулевом поперечном волновом векторе отражение  $s$ -волн сильнее и поляризация генерируемого излучения в дальнем поле стремится быть ортогональной поперечному волновому вектору (правило  $90^{\circ}$ ) [1], что приводит к связи поляризационных и пространственных степеней свободы. Эта закономерность хорошо прослеживается для лазера с циркулярной симметрией, приводя к модификации мод Лагер-Гаусса.

Недавно [2] нами было показано, что на поляризацию генерируемого излучения ПВИЛ с квадратной апертурой сильное влияние оказывают также её границы. В упрощённой модели лазерные моды могут быть представлены как собственные моды квадратного волновода (суперпозиция наклонных волн), которые не являются чисто  $s$ - или  $p$ -волнами. Поэтому в результате отражения от РБО имеет место обратное рассеяние одних мод в другие с близким волновым вектором. Решение с единственным волновым вектором становится недостижимым. Распределение частот соседних мод отличается от Пуассоновского распределения общего для

интегрируемых систем. Анализ также показал, что влияние границ приводит к захвату ими направления поляризации и правило  $90^\circ$  остаётся справедливым только в узком интервале поперечных волновых векторов параллельных одной из границ. Волновые вектора, расположенные на диагоналях, оказываются вырожденными по поляризации. Данные результаты теоретического исследования достаточно хорошо объяснили результаты проведённого нами эксперимента.

Поляризационное состояние поля вне резонатора отличается от такового для поля в резонаторе из-за прохождения через РБО. При прохождении наименьшие потери испытывает  $p$ - волна. В результате направление поляризации выходящего излучения стремится стать вдоль поперечного волнового вектора. Свойства пропускания РБО являются решающим фактором при установлении поляризационного состояния излучения значительно ниже порога генерации [3]: почти неполяризованное спонтанное излучение внутри резонатора фильтруется при прохождении через РБО. При превышении током накачки его порогового значения фильтрующий эффект пропускания РБО не может более компенсировать поляризацию внутри резонатора. В простейшем случае, когда боковые границы не оказывают сильного влияния,  $s$ -волны внутри резонатора начинают превалировать из-за более сильного отражения от РБО и имеет место резкое переключение направления поляризации на ортогональное. Оно сопровождается падением практически до нуля степени поляризации излучения вне резонатора. Если поляризация выше порога не совпадает точно с поляризацией  $s$ -моды РБО из-за влияния границ, изменение направления поляризации при переходе через порог генерации происходит плавно и степень поляризации существенно отличается от нуля в течение всего перехода. Различие между двумя типами перехода, наблюдаемыми экспериментально, было объяснено с помощью аппарата матрицы когерентности. Резкий переход имеет место, когда матрица когерентности излучения вне резонатора диагональна в одном и том же базисе в течение всего перехода. В этом случае возможны только два направления поляризации. Если различные механизмы, влияющие на поляризацию, имеют разные направления, результирующая матрица когерентности не диагональна и любые направления поляризации возможны.

Исследование поляризационной бистабильности, наблюдаемой в узкоапертурном лазере, при включении пространственных степеней свободы выявило, что бистабильность может возникать только при введении в широкоапертурный лазер диафрагмы, обеспечивающей дополнительные потери наклонных мод. В принципе, такие потери можно реализовать путём введения в лазерную структуру дополнительного слоя, рассеивающего высокие гармоники. Дополнительные потери могут быть реализованы также в схеме использующей ПВИЛ с внешним РБО, позволяющий вставить в лазерный резонатор дополнительные элементы.

В условиях бистабильности между устойчивыми однородными состояниями мы исследовали возможность наблюдения устойчивых фронтов, разделяющие два состояния. Следует отметить, что в случае ортогональных линейно поляризованных решений стабилизировать фронт нельзя из-за разности частот двух решений, которая возникает вследствие двулучепреломления существующего, как правило, в ПВИЛ. Устойчивые движущиеся фронты были получены в области бистабильности двух эллиптически поляризованных состояний, различающихся знаком разности населенностей магнитных подуровней  $n$ , связанных с право- и лево- циркулярно поляризованным полем излучения. Исследование области, где существуют два однородные эллиптически поляризованные состояния, устойчивые по отношению к пространственным возмущениям показало, что эта область может быть поделена на две подобласти. Одна из них примыкает к границе появления эллиптически поляризованных состояний и сравнительно узкая по накачке. В ней однородные эллиптически поляризованные состояния устойчивы и по отношению к временным возмущениям. Во второй подобласти развиваются пульсации однородного состояния во времени.

Проведенный численный эксперимент показал, что в случае выбора параметров системы из первой подобласти фронты, разделяющие области поперечного сечения лазера, в которых первоначально установлены состояния с разным знаком  $n$ , движутся в одном направлении. Это свидетельствует о рождении Блоховских фронтов с одинаковой хиральностью. Нам не удалось найти начальные условия, при которых бы такие фронты появлялись с противоположной хиральностью. Однако такие условия автоматически выполнялись при увеличении тока накачки, где два эллиптически поляризованных состояния становятся неустойчивыми по отношению к временным возмущениям и имеют место их слабые пульсации во времени. При этом возникало движение фронтов в противоположных направлениях и наблюдалось их связывание в локализованную структуру (неподвижный солитон с одной из поляризаций). Фон со второй поляризацией слегка осциллировал со временем. Пример временных осцилляций фона и динамики солитона представлен на рисунке 1а. Следует отметить, что имеют место и осцилляции интенсивности самого солитона, но очень слабые и практически незаметные на рисунке. Такой солитон может быть возбуждён как спонтанно, так и посредством специального импульса, как в приведённом примере. Импульс может иметь гауссову форму в пространстве и времени. Пространственное распределение интенсивности соответствующего импульса приведено на рисунке 1б. Возбуждающий импульс инжестировался в систему, подготовленную в одном из однородных эллиптически поляризованных состояний. Поле импульса было циркулярно поляризованным с противоположным направлением вращения вектора поляризации по сравнению с основным фоном. Данные результаты свидетельствуют о

возможности локального возбуждения импульса в рассматриваемой системе, что важно для её практического применения в системах коммуникации.

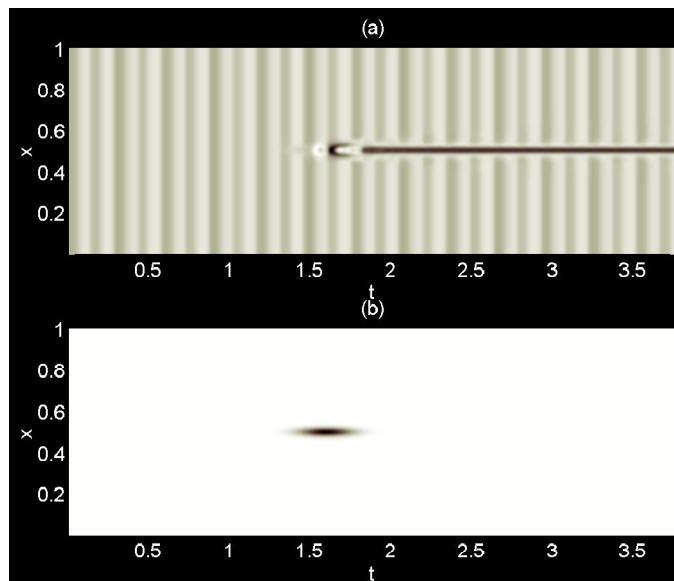


Рисунок 1 – Пространственная динамика разности населенностей магнитных подуровней  $n$  (a) и интенсивность импульса, возбуждающего солитон, (b). Время в наносекундах.

В работе выяснена связь поляризационных и пространственных характеристик излучения ПВИЛ. Показано, что в случае квадратной апертуры лазера поляризация сильно расходящихся мод не определяется анизотропией внутрирезонаторных сред, как это имеет место для мод в узкоапертурных устройствах. В противоположность, она определяется конкуренцией поляризационных свойств брэгговских отражателей и поперечными граничными условиями. Это приводит к захвату направления поляризации к границам и неопределённости поляризации волновых векторов, расположенных на диагоналях. Переход от ТМ излучения к ТЕ при возбуждении генерации с увеличением накачки может происходить по двум различным сценариям, реализация которых зависит от поворота осей собственной анизотропии материала и анизотропии РБО относительно границ квадратной апертуры. Исследована поляризационная бистабильность в широкоапертурном лазере. Показано, что локальное возбуждение одного состояния на фоне другого может быть получено в случае бистабильности эллиптически поляризованных состояний.

#### Литература

1. Loiko N.A., Babushkin I.V. Competition of orthogonally polarized transverse Fourier modes in a VCSEL // JEOS B, Quantum and Semiclassical Optics.- 2001.-V. 3.-P. S234-S243.
2. Babushkin I.V., Schulz-Ruhtenberg M., Loiko N. A., Huang K. F., Ackemann T. Coupling of polarization and spatial degrees of freedom of highly divergent emission in broad-area square vertical-cavity surface-emitting lasers // Phys. Rev. Lett. –2008. – V. 100, –P. 213901-1-4.
3. Schulz-Ruhtenberg M., Babushkin I.V., Loiko N. A., Huang K. F., Ackemann T. Polarization properties in the transition from below to above lasing threshold in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers // Phys. Rev. A. –2010. – V. 81, -P. 023819-1-11.

## МОДУЛЯЦИОННЫЙ ОТКЛИК ОДНОЧАСТОТНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ В ОБЛАСТИ 1.5 мкм

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
bkun@ifanbel.bas-net.by*

Динамически одночастотные (ДО) полупроводниковые лазеры с высокочастотной модуляцией тока с узкой и стабильной линией лазерного излучения необходимы для решения научных и практических задач [1]. Кроме того, в ряде случаев частоту лазерного излучения требуется перестраивать в пределах полосы усиления. В частности, большой интерес представляет исследование возможностей управления временными и энергетическими параметрами излучения полупроводниковых инжекционных лазеров, которые используются в волоконно-оптических информационных системах (ВОИС). В данной работе путем численного моделирования изучаются амплитудно-частотные (АЧХ) и амплитудно-отстроечные характеристики (АОХ) квантоворазмерных полупроводниковых гетеролазеров, излучающих в области 1,5 мкм, которые служат основными источниками для ВОИС.

Расчеты выполнены для ДО квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, имеющих в активной области две квантовые ямы шириной 5 нм каждая. Предполагается, что генерация при модуляции тока накачки осуществляется на одной продольной моде, которая может располагаться в любой точке полосы усиления (при использовании селективного резонатора). Динамика генерации монохроматического излучения с частотой  $\nu_g$  описывается системой стандартных скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе  $S$  и концентрации неравновесных носителей тока  $N$  [2]. При расчетах используются параметры, приведенные в [2].

Модуляция тока накачки описывается в виде  $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$ , где  $j_m$  и  $\nu_m$  – глубина и частота модуляции, а  $j_b$  – постоянная составляющая тока. При этом задается  $j_b = x_b j_{th}$  и  $j_m = x_m j_b$ , где  $j_{th} = edN_a R_{sp-th} / \eta' \eta_{sp}$  – стационарный порог (плотность тока),  $R_{sp-th}$  – пороговая скорость спонтанной рекомбинации,  $d$  – ширина квантовой ямы,  $N_a$  – число квантовых ям в активной области,  $\eta'$  – инжекционная эффективность,  $\eta_{sp}$  – квантовый выход люминесценции, а  $x_b$  и  $x_m$  – варьируемые параметры.

На рис. 1 приведены рассчитанные АЧХ для различных значений глубины модуляции тока накачки. При этом по оси ординат отложены выборки амплитуд импульсов  $S_m$  через период модуляции. Диапазоны частот модуляции, где кривые «раздваиваются», соответствуют режимам излучения, отличным от 1Т-режима (например, удвоению периода излучения 2Т

(рис. 1, в)), где  $T = 1/\nu_m$ . Обычно частоту модуляции, соответствующую максимуму АЧХ, называют резонансной частотой  $\nu_r$ . Отличительная особенность для данных систем – это то, что АЧХ могут иметь один (рис. 1, в) или несколько (рис. 1, а, б) локальных максимумов (резонансов). Для прояснения их физической сущности на рис. 2 приведены временные зависимости плотности фотонов в резонаторе  $S(t)$  (1) для трех локальных максимумов, соответствующих рис. 1, а. При этом кривые 2 в произвольном масштабе изображают форму тока накачки.

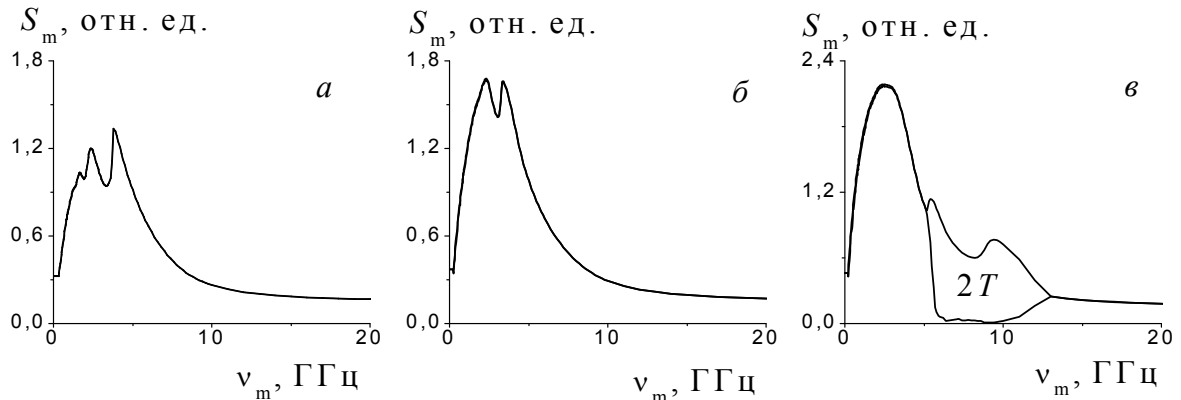


Рис. 1. АЧХ при  $x_m = 0,4$  (а),  $0,5$  (б) и  $0,7$  (в);  $h\nu_g = 830$  мЭВ;  $x_b = 1,5$ .

Известно (см., например, [3]), что в нелинейных системах помимо основного резонанса возможны вторичные резонансы при  $\nu_m = \nu_{rel}m/n$ , где  $m$  и  $n$  – взаимно простые числа, а  $\nu_{rel}$  – частота релаксационных колебаний (напомним, что  $\nu_{rel} \equiv \nu_r$  при  $x_m \rightarrow 0$ ). Характерный признак резонанса для субгармоники  $1/n$  – тонкая структура задних фронтов импульсов генерации, имеющая период  $\approx 1/n\nu_m$ . Поэтому из рис. 2, а следует, что низкочастотный локальный максимум при  $\nu_m = 1,66$  ГГц соответствует резонансу для субгармоники  $1/3$ . За локальный максимум при  $\nu_m = 2,36$  ГГц ответственна субгармоника  $1/2$  (рис. 2, б). И, наконец, высокочастотный локальный максимум при  $\nu_m = 3,80$  ГГц соответствует основному резонансу. В этом случае (рис. 2, в) высвечиваются сравнительно короткие импульсы без какой-либо структуры на заднем фронте. Анализ показывает, что низкочастотный максимум на рис. 1, б соответствует резонансу для субгармоники  $1/2$ , а высокочастотный – основному.

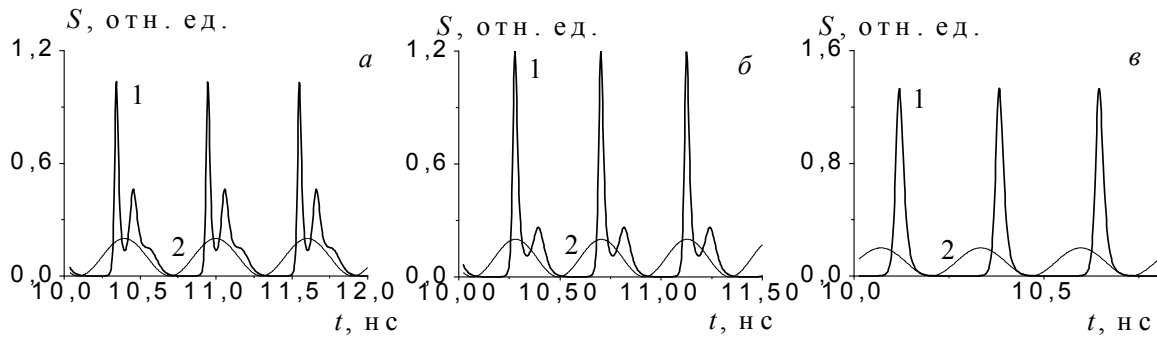


Рис. 2. Временные зависимости  $S(t)$  (1) и формы модулирующего сигнала (2) при  $\nu_m = 1,66$  (а),  $2,36$  (б) и  $3,80$  ГГц (в);  $h\nu_g = 830$  мэВ;  $x_b = 1,5$ ;  $x_m = 0,4$ .

На рис. 3 приведены типичные зависимости резонансных частот  $\nu_r^{1/2}$  для субгармоники  $1/2$  и для основного резонанса  $\nu_r$  при перестройке частоты излучения в пределах полосы усиления. Видно, что при некоторых параметрах АЧХ имеют форму «двугорбых» кривых. При этом низкочастотные максимумы всегда соответствуют резонансу для субгармоники  $1/2$ , а высокочастотные – основному резонансу.

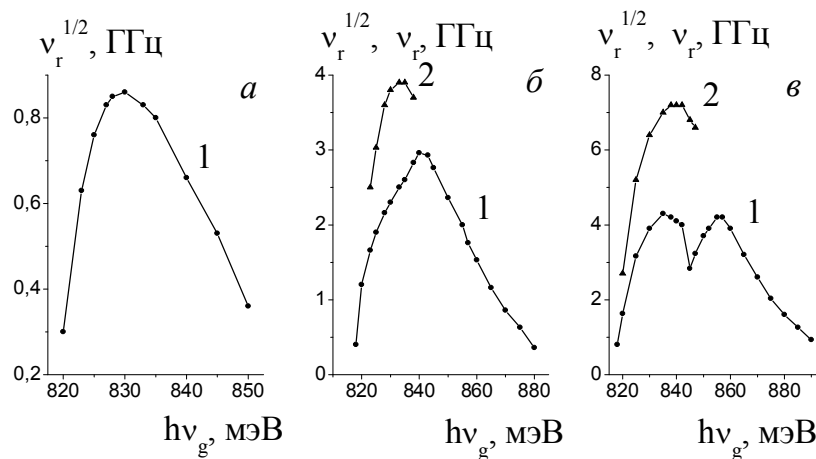


Рис. 3. Зависимости  $\nu_r^{1/2}$  (1) и  $\nu_r$  (2) от  $h\nu_g$  при  $x_b = 1,01$  (а),  $1,53$  (б) и  $1,93$  (в);  $x_m = 0,6$ .

На рис. 4 приведены АОХ для различных значений частоты модуляции. Видно, что изменение  $\nu_m$  позволяет существенно управлять величиной отклика (а, следовательно, временными и энергетическими параметрами излучения [4]) при селекции в пределах полосы усиления. Из анализа результатов расчетов следует, что при этом также изменяется глубина модуляции выходного излучения. Максимум АОХ может достигаться либо в окрестности центра полосы усиления, либо на ее крыльях. Аналогично АЧХ, АОХ в ряде случаев имеют двугорбую структуру. Аналогичные качественные закономерности поведения АОХ

наблюдались ранее для других типов полупроводниковых гетеролазеров [5]. Характер различных резонансов отмечен подписями на кривых соответствующих рисунков.

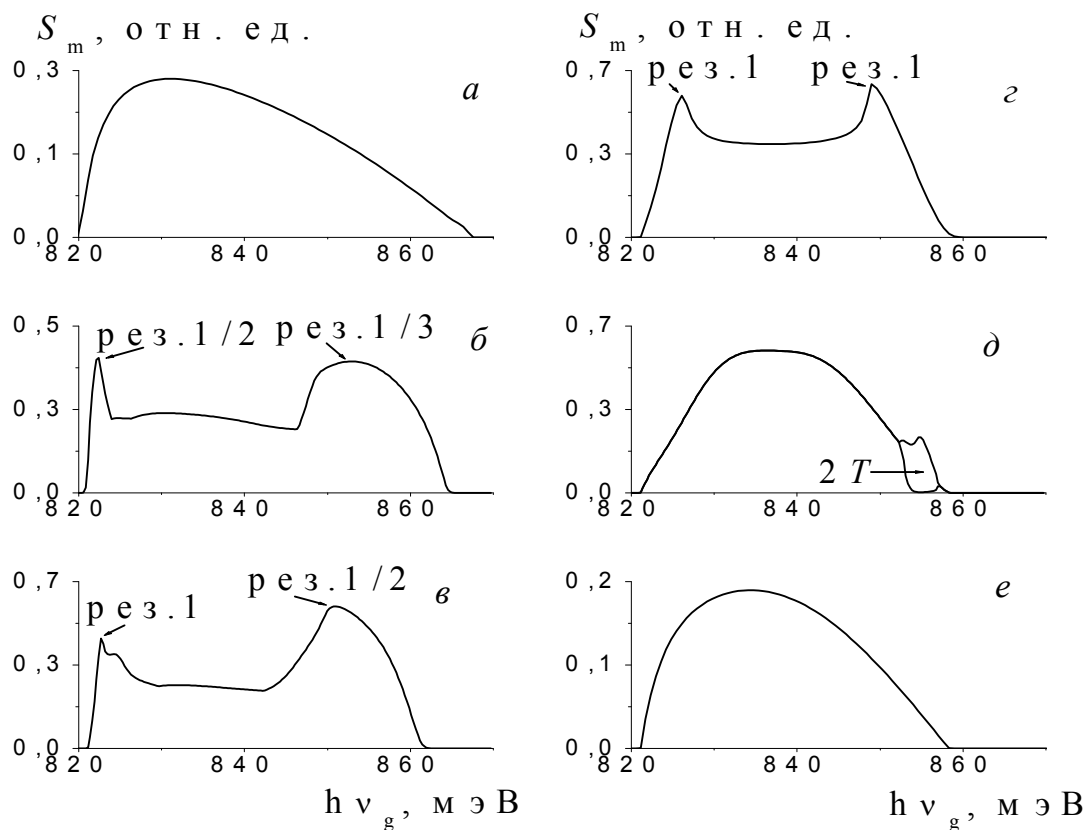


Рис. 4. АОХ при  $\nu_m = 0,1$  (а),  $1,0$  (б),  $2,0$  (в),  $4,0$  (г),  $6,0$  (д) и  $12,0$  ГГц (е);  $x_b = 1,5$ ;  $x_m = 0,2$ .

Изучены основные свойства амплитудно-частотных и амплитудно-отстроечных характеристик квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP. Установленные закономерности могут быть использованы при разработке квантоворазмерных гетеролазеров с заданными модуляционными параметрами и новых устройств волоконно-оптических информационных систем.

#### Литература

1. Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х. Такумы, пер. с яп. – М.: Мир, 1989. – С. 137–158.
2. Кунцевич Б.Ф., Кононенко В.К. Модуляционный отклик динамически одномодовых квантоворазмерных гетеролазеров в области 1.5 мкм // ЖПС. – 2010. – Т. 77, № 4. – С. 583–590.
3. Самсон А.М., Туровец С.И., Чижевский В.Н., Чураков В.В. Нелинейная динамика CO<sub>2</sub>-лазера с периодической модуляцией потерь // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 101, № 4. – С. 1177–1197.
4. Suematsu Y., Arai S. Single-mode semiconductor lasers for long-wavelength optical fiber communications and dynamics of semiconductor lasers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2000. – Vol. 6, No.6. – P. 1436-1449.
5. Kuntsevich B.F., Kononenko V.K., Pisarchik A.N. Controlling dynamics in parametrically modulated lasers with cavity detuning // Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization. Ch. 5. – Kerala: Research Signpost, 2008. – P. 221–267.



**ФОТОЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ZnO:Tb, ZnO:Er  
НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ**

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
v\_malyutina@rambler.ru*

Оксид цинка входит в круг полупроводниковых материалов, которые в настоящий период наиболее интенсивно изучаются. Большая энергия связи экситонов ZnO и его сплавов особо привлекательны для создания излучающих устройств и фотоприемников на основе ZnO. В последнее время отмечено значительное увеличение интереса к исследованию структуры, оптических и электрических свойств пленок на основе легированного ZnO. Легирование функциональных слоев ZnO различными элементами приводит к модифицированию их функциональных свойств. Различные примеси в ZnO приводят к различным эффектам. Возможна модификация оптических [1, 2, 3] и транспортных [4] свойств конечного оксидного материала. Внедрение примеси в оксид цинка, такой как медь и серебро, существенно увеличивает фоточувствительность пленок ZnO [5].

Интеграция ZnO с Si может открыть возможности реального совмещения уникальных функциональных способностей этих материалов при создании фотопреобразователей на кремниевых подложках

В данной работе рассмотрены фотоэлектрические свойства диодных структур Al-Ni/ZnO:RE(Er,Tb)/Si. Слои ZnO легированные Er на кремнии формировались методом реактивного магнетронного распыления цинковой мишени с добавлением Er в среде аргона с кислородом (10% Ar, 90% O<sub>2</sub>) при различных технологических параметрах. В качестве подложек использовался кремний КДБ-1. После синтеза проводились термические отжиги в температурном диапазоне 400 °С -600 °С. Для получения пленок ZnO легированного Tb использовали электрохимическое осаждение ионов тербия из 0,01 М солянокислого раствора, который получали из карбоната тербия. В качестве подложек использовали кремний марки КДБ-1. В электрохимический ячейке использовали проволочный платиновый анод, в качестве катода использованы образцы кремния. Осаждение проводили при плотностях тока 0,15 А/дм<sup>2</sup>. Напряжение ячейки 15 В. Образцы после осаждения сушили в термостате при 85 °С 10 мин. На поверхность кремниевых пластин осаждали оксид цинка магнетронным распылением. Напыление Ni-Al контактов проводилось на стандартной промышленной установке методом термического напыления в едином процессе через биметаллические маски круглой формы площадями 1 мм<sup>2</sup> и 0,2 мм<sup>2</sup>.

При исследовании образцов на фоточувствительность использовался метод LBIC (Light Beam Induced Current). Данный метод включает пошаговое сканирование поверхности опытных образцов ФП по координатам X, Y с использованием в качестве источника излучения полупроводникового лазера, а в качестве измерителя фотоотклика и, соответственно, распределенной чувствительности в виде множества значений токов X\*Y – цифрового мультиметра. Измерения ВФХ производилось при частотах 500 кГц - 1 МГц. Измерение ВФХ и ВАХ производились на измерителе иммитанса E7-20 при комнатной температуре при и без освещения.

Данные LBIC (рис.1) показали, что практически вся поверхность исследуемых структур, за исключение областей, где нанесены контактные площадки, фоточувствительна.

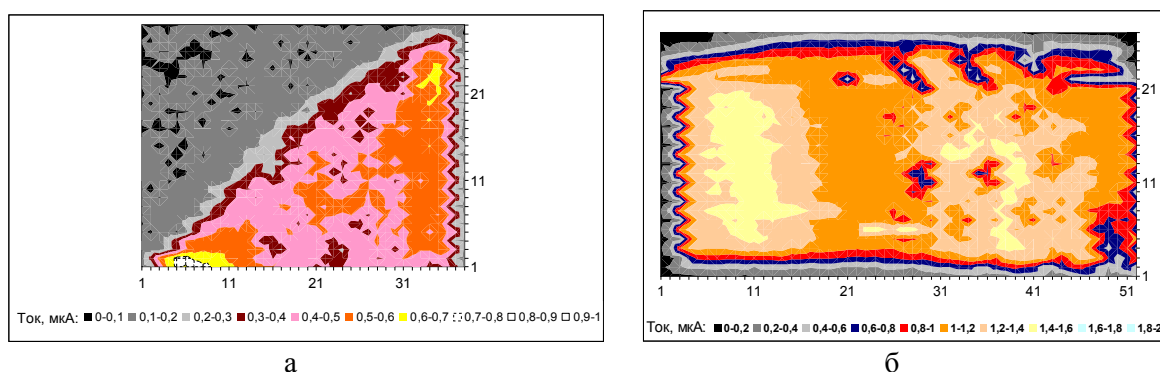


Рис.1. Распределение чувствительности по площади для фотодиодных структур ZnO:Er/Si (а) и ZnO:Tb/Si (б).

Термодинамически стабильные при нормальных условиях стехиометрические фазы высших оксидов металлов, таких как ZnO, обладают шириной запрещенной зоны более 3 эВ и могут быть отнесены к диэлектрическим материалам. Однако типичным дефектом таких материалов является дефицит кислорода, и в зависимости от степени отклонения от стехиометрии такие оксиды могут отличаться достаточно высокой электронной проводимостью и проявлять полупроводниковые свойства. Тем не менее, в структурах с гораздо более узкозонным монокристаллическим кремнием они ведут себя как диэлектрики, и при приложении внешнего переменного электрического поля область пространственного заряда изменяется преимущественно в кремнии.

Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) исследуемых структур (рис.2) представляют собой кривые характерные для высокочастотных ВФХ классических МДП-структур. Емкость структуры меняется не только от приложенного напряжения, но и от освещения. На всех зависимостях при отрицательных напряжениях наблюдается особенность в виде максимума, величина этого максимума зависит от интенсивности освещения. Наличие максимума в районе модуляции емкости объясняется перезарядкой глубоких дискретных

поверхностных состояний вызванных как встроенными ионами редкоземельных элементов, так и с дефектами структуры пленки.

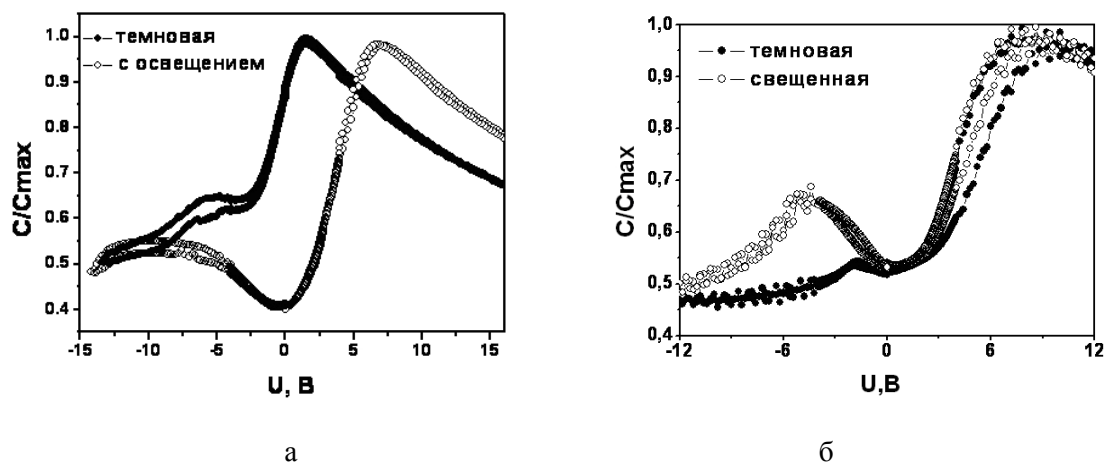


Рис. 2. Вольт-фарадные характеристики структур Al-Ni/ZnO:Tb/Si (а) и Al-Ni/ZnO:Er/Si (б) при освещении лампы накаливания и без.

Для вольт-амперных характеристик структур ZnO:RE/Si проявляется фотоэффект при освещении источниками света с различной длиной волны (рис.3).

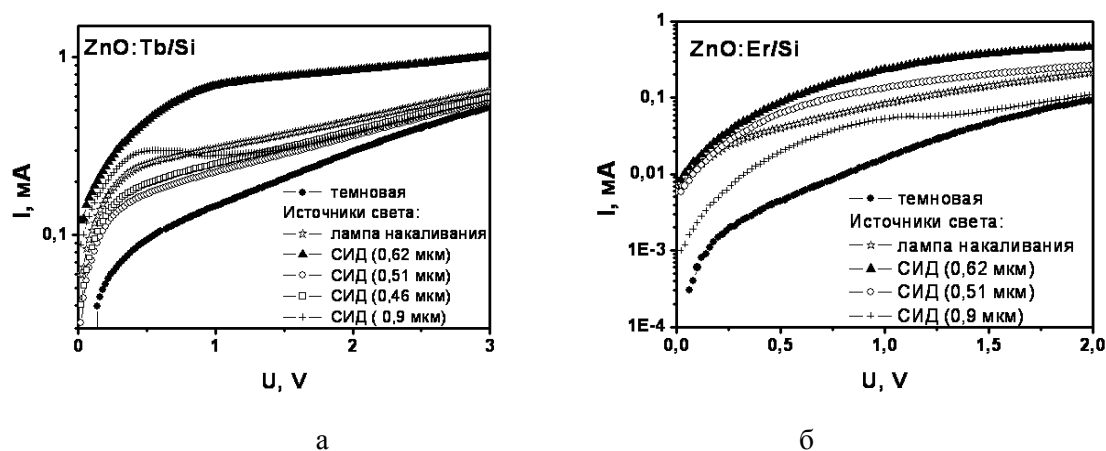


Рис. 3 Вольт- амперные характеристики структур Al-Ni/ZnO:Tb/Si (а) и Al-Ni/ZnO:Er/Si (б).

На рис. 4 приведены ампер-ватные зависимости исследуемых пленок и промышленного кремниевого фотодиода. Как видно из этой зависимости, диодные структуры ZnO:Tb/Si обладают большей чувствительностью, в диапазоне мощностей излучения  $100 \text{ Вт/м}^2$  -  $500 \text{ Вт/м}^2$ , чем промышленный кремневый фотодиод и структуры ZnO:Er/Si.

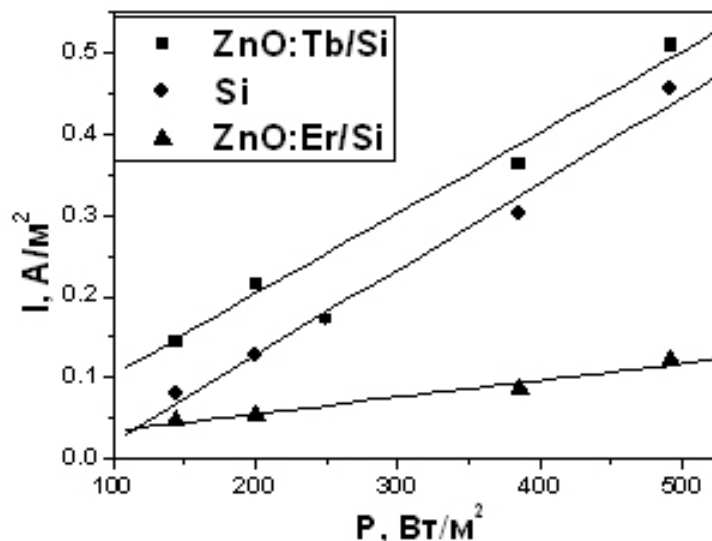


Рис.4. Зависимость плотности тока от мощности падающего излучения фотодиодных структур ZnO:Tb/Si и ZnO:Er/Si и Si фотодиода ФД-7к.

Таким образом, в ходе исследования было обнаружено, что фотодиодные структуры ZnO:RE/Si являются чувствительными к излучению широкого спектрального диапазона. Проведенные исследования показывают, принципиальную возможность использования одного материала ZnO в структурах различного назначения (прозрачные контакты, фотодиоды, фотоварикапы), что является потенциально важным достоинством в решении задач интеграции с кремниевой технологией.

В данной работе представлены фотоэлектрические характеристики структур Al-Ni/ZnO:Er/Si, полученные методом магнетронного напыления и Al-Ni/ZnO:Tb/Si, полученные методом электрохимического осаждения и методом магнетронного напыления. Показана возможность использования данных структур в качестве фотодиодов и фотоварикапов.

#### Литература

1. Грузинцев А. Н. Волков В. Т., Якимов Е. Е. Фотоэлектрические свойства пленок ZnO, легированных акцепторными примесями Cu и Ag // Физика и техника полупроводников – 2003. – Т.6, №3 — С. 275-278.
2. Daugela J., Joneliunas S., Jotautis A. Deposition of ZnO Layers Using Planar Reactive Magnetron System // Elektronika ir elektrotechnika – 2005. – V.63, №7– P. 1392-1215.
3. Khomchenko V. S., Kryshchab T. G., Savin A. K. Fabrication and properties of ZnO:Cu and ZnO:Ag thin films // Superlattices and Microstructures – 2007. – V.42, – P. 94-98.
4. Никитин С. Е., Николаев Ю. А., Полушина И. К. Фотоэлектрические явления в гетероструктурах ZnO:Al-p-Si // Физика и техника полупроводников – 2003. – Т.37, №11 – С. 1329-1333.
5. Ализов Я. И., Чукичев М. В., Никитенко В. А. Зеленая полоса люминесценции пленок оксида цинка, легированных медью в процессе термической диффузии// Физика и техника полупроводников – 2004. – Т.38, №1 – С. 34–38.

## **ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ МНОГОСЛОЙНЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
lotoi@inel.bas-net.by*

Современные тенденции в мировой энергетике стимулируют повышенный интерес к альтернативным источникам энергии. Фотоэлектрические преобразователи являются наиболее перспективными, экологически чистыми претендентами на уменьшение использования углеродного сырья за счет непосредственной утилизации солнечного излучения в электроэнергию [1, с.937, 2]. Использование наноиндустрии в преобразователях солнечной энергии в электричество открывает уникальные пути кардинального улучшения параметров, определяющих их практическую востребованность. Солнечные элементы на основе интегральной нанооптоэлектроники, позволяют реализовать предельно возможные характеристики, по сравнению с которыми существующие технологии могут оказаться неконкурентноспособными [3, с.537].

Основные пути повышения эффективности преобразования солнечной энергии в электричество - это:

- применение тонкопленочных переизлучающих структур ультрафиолетового излучения в видимое, например, наномагнетиальных;
- концентрирование солнечного излучения с помощью линз, призм и голограмм;
- предварительное разложение солнечного спектра, как минимум, на две спектральные области: видимую и инфракрасную с помощью многослойных дихроичных пленочных структур;
- преобразование каждого участка спектра солнечного излучения отдельными приемными элементами видимых и инфракрасных электромагнитных волн;
- уменьшение внутреннего сопротивления фотоэлектрического модуля;
- использование кремниевой инфраструктуры, как хорошо промышленно освоенной и развитой для компьютерной индустрии, при интегральном изготовлении различных типов структур для создания конкурентоспособных фотоэлектрических модулей.

В данной работе рассмотрена оригинальная структура предложенного нами многослойного преобразователя солнечного излучения с массивами квантовых точек и детектирующих антенных элементов, позволяющая расширить спектральный диапазон преобразуемого солнечного излучения [4, с.3]. Структура преобразователя солнечного излучения, приведенная на рис. 1, представляет собой 1 – 6 слои двухдиапазонного

преобразователя солнечного излучения, содержащего приемники видимого 1, 2 и ближнего инфракрасного 4 диапазонов, между которыми расположен туннельный переход 3 с массивами квантовых точек.

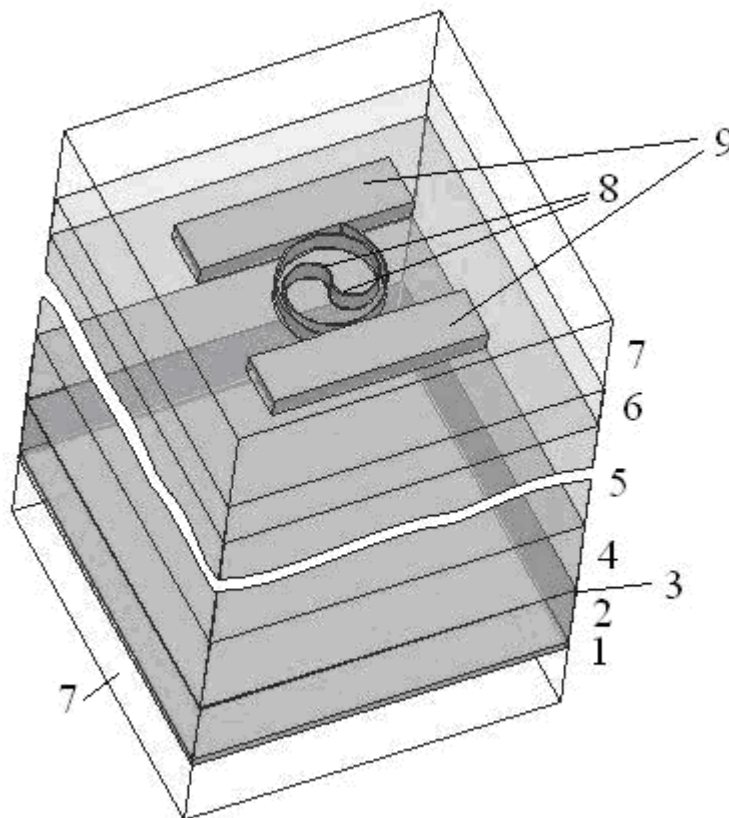


Рис. 1. Вид преобразователя солнечного излучения с тыльной стороны: 1 – полупрозрачный электрод, 2 – преобразователь видимого диапазона, 3 – туннельный переход, 4 - преобразователь ближнего инфракрасного диапазона, 5 – подложка, 6 - слой двуокиси кремния, 7 – область пространства моделирования, 8 – детектирующий антенный элемент, 9 - выходные интегральные проводники.

Видимая часть спектра солнечного излучения преобразуется в электрическую энергию с помощью традиционных: верхнего фотоэлемента на p-n переходе (n-AlInP и p-GaInP) и нижнего в подложке германия, разделенных туннельным переходом со слоями квантовых точек. А инфракрасная часть спектра солнечного излучения преобразуется в электрическую энергию с помощью детектирующего антенного элемента.

С помощью программы HFSS проводилось математическое моделирование и расчет параметров и характеристик детектирующих антенных элементов, выполненных в виде металлических спиралей на тыльной стороне преобразователя солнечного излучения, а также эффективности их применения. Данная программа позволяет с высокой точностью производить расчет электродинамических характеристик трехмерных структур [5, с. 5]. Для компьютерного расчета рассматривался детектирующий антенный элемент 8, который выполнен в виде

двухзаходной спирали из никеля и алюминия радиусом 0,5 мкм и толщиной 0,12 – 0,2 мкм с прямоугольными выходными интегральными проводниками 9 длиной 2 мкм и шириной 0,2 – 0,5 мкм и расположен на подложке 5 из германия через диэлектрический слой 6 из диоксида кремния толщиной 0,5 мкм. Расчеты проводились для ограниченного пространства 7, представляющего собой параллелепипед, на всех поверхностях которого задано граничное условие излучения (прием) электромагнитных волн. Минимальное расстояние между стенкой параллелепипеда, через которую проходит электромагнитная волна, и выходными интегральными проводниками 9 составляет не менее одной четверти резонансной длины волны.

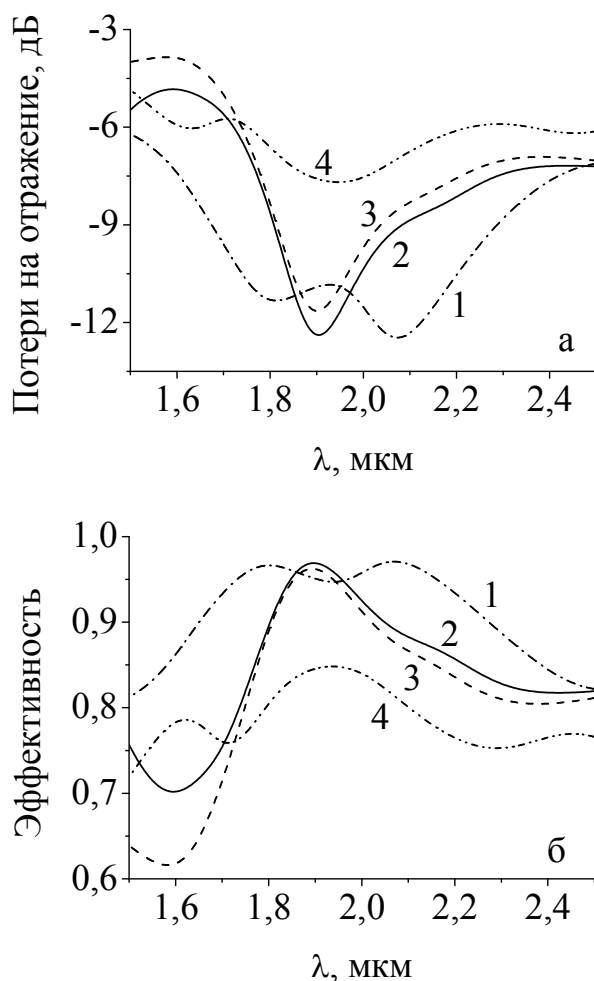


Рис. 2. Зависимость потерь на отражение (а) и эффективности (б) антенного элемента от длины волны при следующих геометрических размерах:

1 – ширина прямоугольных выходных проводников - 0,2 мкм, зазор спиральной антенны - 20 нм, толщина спиральной антенны – 0,2 мкм, 2 – ширина прямоугольных выходных проводников - 0,5 мкм, зазор спиральной антенны - 20 нм, толщина спиральной антенны - 0,2 мкм, 3 – ширина прямоугольных выходных проводников - 0,5 мкм, зазор спиральной антенны – 20 нм, толщина спиральной антенны - 0,12 мкм, 4 – ширина прямоугольных выходных проводников - 0,5 мкм, зазор спиральной антенны - 10 нм, толщина спиральной антенны - 0,2 мкм.

Эффективность работы детектирующего антенного элемента 9 определяется частотной зависимостью потерь на отражение, приведенной на рис. 2а. На эту зависимость оказывают существенное влияние как геометрические размеры элемента 8, так и ширина выходных интегральных проводников 9, а также величина зазора спиральной антенны. Как видно из рис. 2а, минимум потерь на отражение -12,46, -12,38, -11,64 и -7,69 дБ для кривых 1 - 4 достигается соответственно на длинах волн: 2,07, 1,9, 1,9 и 1,95 мкм. Следовательно, для указанных длин волн эффективность работы рассматриваемого детектирующего антенного элемента 8 достигает максимальных значений 97,08, 96,91, 96,24 и 84,83% (рис. 2б).

Таким образом, использование детектирующего антенного элемента 8 для преобразования электромагнитных волн инфракрасной области спектра: 1,9 – 2,07 мкм позволит получить дополнительную электроэнергию, которую можно суммировать с выходной энергией традиционных солнечных элементов. При этом следует отметить, что рассмотренные детектирующие антенные элементы 8 воспринимают также как солнечный свет, прошедший с лицевой стороны преобразователя через подложку 5, так и рассеянное инфракрасное излучение, отраженное подстилающей поверхностью и пришедшее из окружающей среды. Предложенный широкодиапазонный многослойный солнечный преобразователь с детектирующими антенными элементами позволяет повысить КПД за счёт расширения спектрального диапазона преобразуемого солнечного излучения.

В данной работе описывается оригинальная структура многослойного преобразователя солнечного излучения с массивами квантовых точек и детектирующих антенных элементов, позволяющая повысить эффективность утилизации солнечного излучения за счет расширения преобразуемого спектрального диапазона. Приведены результаты компьютерного моделирования с помощью программы HFSS, показывающие, что эффективность применения разработанных детектирующих антенных элементов в диапазоне длин волн 1,9 – 2,07 мкм может достигать 97%.

#### Литература

1. Алфёров Ж.И., Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // Физика и техника полупроводников. – 2004. – Т. 38, вып. 8. – С. 937 – 948.
2. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии // Успехи физических наук. – 2002. – Т. 172. № 9. – С. 1072 – 1086.
3. Блохин С.А., Фотоэлектрические преобразователи AlGaAs/GaAs с массивом квантовых точек InGaAs // Физика и техника полупроводников. – 2009. – Т. 43, вып. 4. – С. 537 – 542.
4. Многослойный солнечный преобразователь: патент по заявке № а 20081664 Респ. Беларусь, МПК Н 01 L 31/04 / А.К. Есман, В.К, Кулешов, Г.Л. Зыков, В.Б. Залесский, В.М. Кравченко; заявитель Институт физики НАН Беларуси; заявл. 22.12.2008; реш. о выдаче от 22.06.2010 г.
5. Банков С.Е., Курушин А.А. Расчет антенн и СВЧ структур с помощью HFSS Ansoft. Москва: ЗАО “НПП “Родник”, 2009. 256 с.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЯЧЕЕК, ОСНОВАННЫХ НА НАНОИНЖЕНЕРИИ МАТЕРИАЛОВ

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
lotoi@inel.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Объединенный институт проблем информатики НАН Беларуси,  
ул. Сурганова, 6, 220012 Минск, Беларусь*

С возрастанием стоимости традиционных энергоносителей, больше внимания стали уделять альтернативным источникам энергии, одним из которых является солнечное излучение [1]. Использование разработчиками последних достижений в нанотехнологии материалов позволило удешевить процесс производства тонкопленочных солнечных панелей при одновременном повышении эффективности генерации [2]. Компания Abound Solar в Колорадо заявила о готовности производить тонкопленочные фотоэлементы по стоимости \$1/Вт, что делает продукцию вполне конкурентоспособной по сравнению с органическими видами топлива.

Для компьютерного моделирования электродинамических параметров и характеристик солнечных ячеек, основанных на нанотехнологии материалов, нами использовались следующие пакеты программ –AMPS-1D [3], SCAPS-1D [4] и Comsol Multiphysics [5].

В настоящее время для серийного производства тонкопленочных солнечных элементов одним из наиболее эффективных материалов-абсорберов солнечного света является соединение  $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$  (copper indium gallium deselenide, CIGS). В данном соединении  $\text{CuIn}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Se}_2$  оптимизация зоны проводимости может быть осуществлена путем варьирования концентрацией галлия и индия. В зависимости от соотношения их концентраций ширина запрещенной зоны может изменяться от 1,04 до 1,67 эВ. Как показано в работе [6] увеличение компоненты галлия также увеличивает плотность дефектов в рассматриваемых материалах. При концентрации галлия ниже 60% влияние этих дополнительных дефектов на эффективность исследуемой структуры становится незначительным.

Для получения эффективных структур необходимо согласовать ширину запрещенной зоны поглощающего слоя с длиной волны, соответствующей максимальной интенсивности в спектре солнечного излучения.

В данной работе нами проведено компьютерное исследование структуры тонкопленочного солнечного элемента CIGS со значениями ширины запрещенной зоны от 1,1 до 1,3 эВ, что соответствует варьированию концентрации галлия от 18,3 до 52,9%. Моделируемый солнечный элемент CIGS состоит из тонкого слоя молибдена, нанесенного на

подложку из нержавеющей стали толщиной 2 мм, являющегося первым контактом и поглощающего слоя CIGS, который собирает фотогенерируемые носители зарядов и передает их во внешнюю нагрузку. Оптические свойства материала первого контакта являются не существенными, поскольку при толщине слоя CIGS более 1,5 мкм падающие фотоны электромагнитного излучения не достигают его. Слой  $\text{Cu}(\text{In,Ga})\text{Se}_2$  является материалом прямозонного полупроводника (минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны расположены в одной точке пространства квазиволновых векторов) с коэффициентом поглощения  $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ , в котором осуществляется фотогенерация носителей зарядов под действием поглощенного солнечного излучения. Толщина слоя CIGS в нашем случае составляла 3 мкм с последовательно расположенными на нем буферным слоем CdS толщиной 50 нм и прозрачным проводящим слоем ZnO толщиной 50 нм, являющимся вторым контактом солнечного элемента. Буферный слой CdS в конструкции солнечного элемента с гетеропереходом предназначен для повышения производительности и обеспечения формирования перехода с низкой рекомбинацией на границе раздела. Более того, солнечные элементы, содержащие CdS, увеличивают время их эффективной работы. При моделировании использовалось входное солнечное излучение со спектром стандарта AM1.5G.

На эффективность работы солнечных элементов влияет также и температурный режим. Повышение температуры уменьшает ширину запрещенной зоны полупроводника и влияет на большинство его характеристик. Особенно сильно зависит от изменения температуры напряжение холостого хода  $V_{\text{OC}}$ , определяющее эффективность солнечного элемента.

С помощью программы Comsol Multiphysics рассчитан профиль изменения температуры исследуемого тонкопленочного солнечного элемента CIGS для различных моментов времени в процессе его нагрева поглощенным солнечным излучением, не участвующем в генерации фотоносителей (рис. 1).

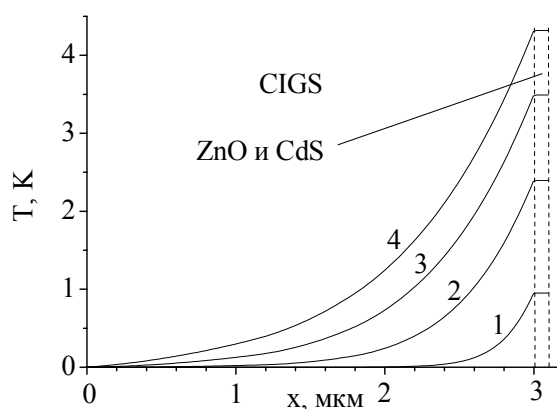


Рисунок 1. Профиль изменения температуры тонкопленочного солнечного элемента CIGS в моменты времени 1 (1), 5 (2), 10 (3) и 15 (4) мс после начала воздействия солнечного излучения

Как следует из этих зависимостей в прозрачном ZnO и буферном CdS слоях практически мгновенно устанавливается равномерное распределение температуры по толщине. В поглощающем слое CIGS температурный профиль характеризуется определенным градиентом (рис. 1). Как показали расчеты, исследуемый солнечный элемент CIGS может нагреваться от 300 до 330 К.

Для моделирования и расчета темновых и световых вольтамперных характеристик, рассматриваемых вариантов солнечного элемента при двух различных температурах: 300 К и 330 К использовались пакеты программ AMPS-1D и SCAPS-1D, результаты которых приведены на рис. 2. Увеличение ширины запрещенной зоны тонкопленочного солнечного элемента CIGS с 1,1 до 1,3 эВ приводит к линейному увеличению напряжения холостого хода  $V_{oc}$  от 0,61 до 0,81 В. Из анализа приведенных зависимостей следует, что скорости уменьшения напряжения для темновой ВАХ по уровню плотности тока короткого замыкания  $J_{sc}$ , и для световой ВАХ при напряжении холостого хода, в обоих случаях оказались равны и составили  $\sim 2,1$  мВ/К.

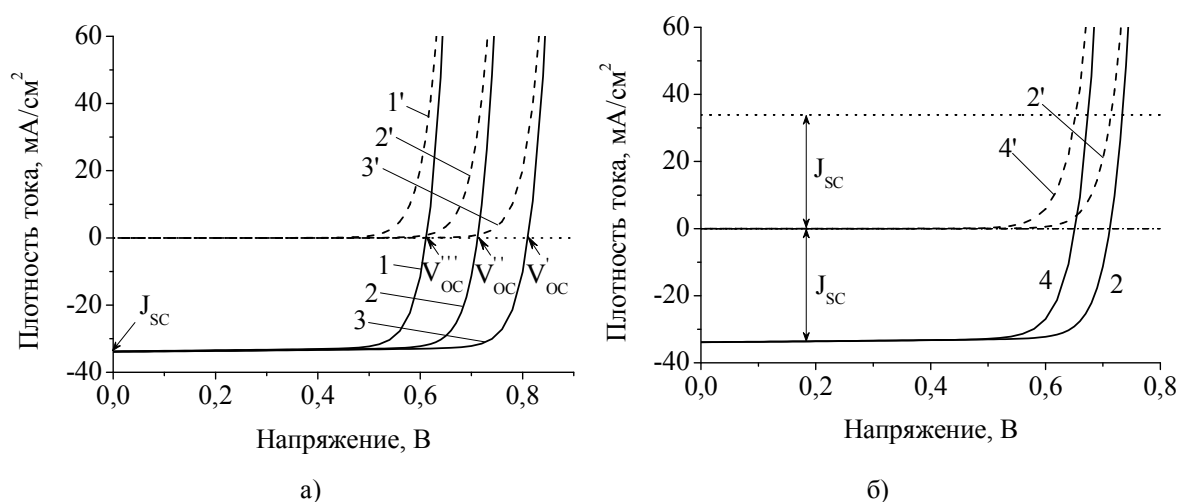


Рисунок 2. а и б. Темновые (1', 2', 3', 4') и световые (1, 2, 3, 4) ВАХ CIGS с шириной запрещенной зоны  $E_g = 1,1$  (1, 1'), 1,2 (2, 2') и 1,3 (3, 3') эВ для температур  $T = 300$  (1, 2, 3, 1', 2', 3') и 330 (4, 4') К.

С помощью этих пакетов программ была также рассчитана спектральная чувствительность (СЧ) исследуемого поглощающего слоя CIGS с различными его толщинами при температуре 300 К, которая приведена на рис. 3. Максимум спектральной чувствительности рассматриваемого солнечного элемента при увеличении толщины поглощающего слоя CIGS от 1 до 3 мкм увеличивается от 0,515 до 0,584 А/Вт при смещении резонансной длины волны с 790 до 850 нм.

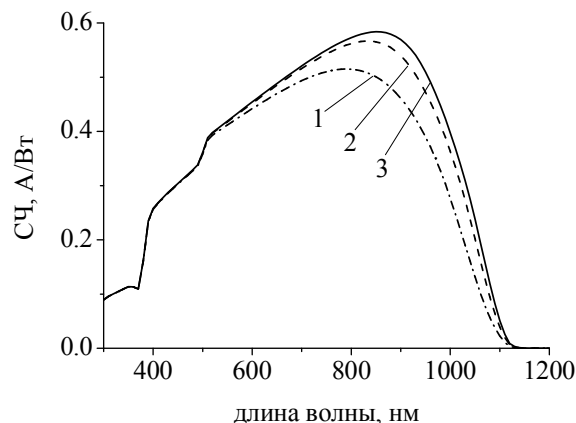


Рисунок 3. Рассчитанная спектральная чувствительность тонкопленочного CIGS толщиной 1 (1), 2 (2) и 3 (3) мкм с шириной запрещенной зоны 1,2 эВ при температуре 300 К.

Компьютерный эксперимент с использованием пакетов программ – Comsol Multiphysics, AMPS-1D и SCAPS-1D позволил без изготовления различных вариантов образцов CIGS провести комплексное исследование их свойств в зависимости от ширины запрещенной зоны в диапазоне значений от 1,1 до 1,3 эВ, условий нагрева от 300 до 330 К и толщины поглощающего слоя солнечного элемента. Проанализированы основные параметры исследуемых вариантов солнечного элемента, определяющие его практическую пригодность. Полученные результаты могут быть использованы при разработке и изготовлении тонкопленочных солнечных элементов на слоях CIGS.

Работа была выполнена при частичной поддержке БРФФИ по проекту Ф09А3-008.

В работе с помощью современных компьютерных технологий проведены исследования имитационной модели различных вариантов тонкопленочного солнечного элемента на слое CIGS и показано, что эффективность его работы может быть повышена за счет выбора толщины поглощающего слоя более 3 мкм, концентрации галлия в пределах 52-60% и оптимизации температурного режима.

#### Литература

1. Семикина Т.В., Комашенко В.Н., Шмырева Л.Н. Оксидная электроника как одно из направлений прозрачной электроники // Электроника и связь, 3-ий тематический выпуск «Электроника и нанотехнологии». - 2010. – С. 20 – 28.
2. Thin film solar cells: fabrication, characterization, and application // edited by Jeff Poortmans and Vladimir Archipov, - John Wiley and Sons Inc., 2007. 504 p.
3. Zhu H, Kalkan A.K., Hou J, Fonash S.J. Application of AMPS-1D for solar cell simulation // National center for photovoltaics (NCPV), 15th program review meeting. AIP Conference Proceedings. – 1999. – Vol. 462. – P. 309-314.
4. Burgelman M., Nollet P., Degraeve S. Modelling polycrystalline semiconductor solar cells // Thin Solid Films. – 2000. – Vol. 361. – P. 527-532.
5. Банков С.Е., Курушин А.А. Расчет антенн и СВЧ структур с помощью HFSS Ansoft. Москва: ЗАО “НПП “Родник”, 2009. 256 с.
6. Lique A., Hegedus S. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. John Wiley & Sons LTD, Chichester, West Sussex, England. 2003. 1176 p.

***Секция 5.  
Применения лазеров в научных  
исследованиях и технике***

Н.А. Немкович<sup>1</sup>, Ю.В. Крученюк<sup>1</sup>, А.Н. Собчук<sup>1</sup>, Х. Детерт<sup>2</sup>, В. Шмитт<sup>2</sup>

**НОВЫЕ ОЛИГОФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА – СОЕДИНЕНИЯ, ПЕРСПЕКТИВНЫЕ  
ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАНБ, пр. Независимости 68,  
Минск 220072, Беларусь  
nemkov@ifanbel.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Институт органической химии университета им. Й. Гутенберга, Майнц, Германия*

Олиго(фениленвинилена) относятся к классу сложных органических соединений с протяженной сопряженной электронной системой и наличием электроно-донорных и акцепторных групп, которые находят все более широкое применение в микроэлектронике, нелинейной оптике и биологии. В данной работе исследованы дипольные моменты семи новых олигофениленвиниленов в равновесном основном и возбужденном франк-кондоновском электронных состояниях в 1,4-диоксане и циклогексане: 2,5-диметил-3,6-бис-(N,N-дипропил-аминостирил)пиразин (VS365), 3,6-дифенил-2,5-бис-(4-N,N-дипропиламиностирил)пиразин (VS203), (E,E)-2,5-бис[2-(4-N,N-дипропиламинофенил)этилен]-3,6-ди(2-пиридил)пиразин (VS400), (E,E)-2,5-бис[2-(4-N,N-дибутиламинофенил)этилен]-1,4-дицианобензин (VS401), (E,E,E)-2,5-бис[2-(4-(2-(4-N,N-дидодециламинофенил)этилен)фенил)-этилен]-пиразин (VS420), 3,6-дифенил-2-(4-N-карбазоластирил)-5-бис-(4-N,N-дипропиламиностирил)пиразин (VS366), 2-(4-гексилоксистирил)-3,6-дифенил-2-(4-N,N-дипропиламиностирил)пиразин (VS362).

Измерения проводились с помощью электрооптического абсорбционного метода (ЭОАМ) на установке Института органической химии университета г. Майнц. Указанные олигофениленвинилена обладают протяженной сопряженной электронной системой, образуемой электроно-донорными группами – дипропиламино, гексилокси- группой и карбазолом, а также акцепторной группой – пиразином. Их вклад в распределение электронной плотности в основном состоянии и перенос электрона в возбужденном состоянии отражается в измеренных с помощью электрооптического абсорбционного метода (ЕОАМ) значениях дипольных моментов. Полученные значения для всех соединений в 1,4-диоксане приведены в таблице 1. Значения дипольных моментов в основном состоянии находятся в пределах  $(3,5-15,4) \cdot 10^{-30}$  Кл·м. При возбуждении дипольные моменты увеличиваются на  $(32,0-48,3) \cdot 10^{-30}$  Кл·м. Во франк-кондоновском состоянии дипольные моменты имеют значения в пределах  $(36,9-63,7) \cdot 10^{-30}$  Кл·м.

Пять исследованных соединений являются симметричными квадрупольными молекулами. Тот факт, что значения их дипольных моментов в равновесном основном

состоянии не равны нулю, означает, что одна из концевых групп не лежит в плоскости молекулы. Это приводит к тому, что  $\pi$ - $\pi$ -сопряженная система концентрируется на основной части молекулы. Указанное обстоятельство обуславливает значительное изменение дипольного момента при возбуждении, так как перенос электрона происходит только из одной концевой донорной группы на акцепторную группу, расположенную в центре молекулы.

Таблица 1. Значения дипольных моментов олиго(фениленвиниленов) в 1,4-диоксане при  $T=298\text{ K}$ ,  $m_a \parallel \mu_g \parallel \Delta^a \mu$ .

Соединение и спектральная область измерений ЭОАМ	$\mu_g/(10^{-30}\text{ Кл м})$	$\Delta^a \mu/(10^{-30}\text{ Кл м})$	$\mu_e^{FC}/(10^{-30}\text{ Кл м})$
VS365 496 – 430 нм	$4,9 \pm 0,1$	$32,0 \pm 0,3$	$36,9 \pm 0,3$
VS203 510 – 440 нм	$4,4 \pm 0,2$	$42,6 \pm 2$	$47,0 \pm 2$
VS400 516 – 448 нм	$3,5 \pm 0,5$	$37,8 \pm 1,5$	$41,3 \pm 1,5$
VS401 520 – 440 нм	$4,6 \pm 0,3$	$40,2 \pm 1,8$	$44,8 \pm 1,8$
VS420 508 – 440 нм	$3,6 \pm 0,4$	$44,1 \pm 4$	$47,7 \pm 4$
VS366 512 – 450 нм	$15,4 \pm 0,3$	$48,3 \pm 2$	$63,7 \pm 2$
VS362 504 – 430 нм	$7,6 \pm 0,2$	$35,8 \pm 5$	$43,4 \pm 5$

$\mu_g$  – дипольный момент в основном равновесном состоянии,  $\Delta^a \mu$  – изменение вектора дипольного момента после возбуждения во франк-кондоновское состояние,  $\mu_e^{FC}$  – дипольный момент в возбужденном франк-кондоновском состоянии,  $m_a$  – дипольный момент перехода.

Исследованы мгновенные спектры флуоресценции и длительности флуоресценции 2,5-диметил-3,6-бис-(N,N-дипропиламиностирил)пирозин в чистом дихлорметане и с добавлением 0,001 М/л трифторуксусной кислоты. Измерения разрешенных во времени характеристик испускания проводились с помощью автоматизированного лазерного спектрофлуориметра. Обнаружено, что при добавлении трифторуксусной кислоты в дихлорметан происходит образование различных флуоресцирующих форм красителя с сильно разнесенными спектрами испускания. Об этом свидетельствуют мгновенные и стационарные спектры флуоресценции красителя, а также спектры возбуждения

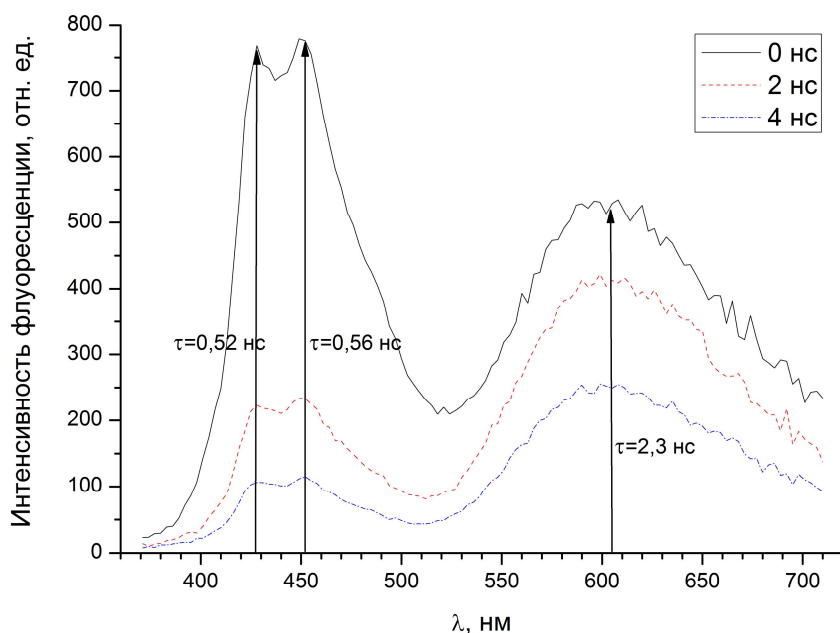


Рисунок 1 – Мгновенные спектры флуоресценции VS365 в дихлорметане ( $C=10^{-5}$  М) с добавлением 0,001 М/л трифторуксусной кислоты (ТФА). В правом верхнем углу приведены значения времени регистрации спектров. Момент времени  $t=0$  нс соответствует регистрации спектра в максимуме импульса возбуждения. Полуширина импульса возбуждения 2,5 нс. Стрелками на рисунке показаны длины волн регистрации времени жизни флуоресценции, значения которых приведены рядом с ними. Затухание флуоресценции на всех длинах волн регистрации экспоненциальное. Вследствие того, что затухание флуоресценции на синем склоне спектра испускания происходит быстрее, чем на красном склоне, интенсивность флуоресценции в коротковолновом спектральном диапазоне ниже, чем в длинноволновой области.

Природа образующихся форм красителя требует дальнейшего углубленного изучения. Мгновенные спектры флуоресценции VS365 в чистом дихлорметане ( $C=10^{-5}$  М) и с добавлением трифторуксусной кислоты (ТФА) не претерпевают сдвиг во времени и не трансформируют свою форму. Затухание флуоресценции на всех длинах волн регистрации одно экспоненциальное для всех исследованных растворов. Так как временное разрешение лазерного спектрофлуориметра составляет 50 пс, это означает, что во временном диапазоне длиннее 50 пс в растворах не происходит межмолекулярная релаксация, фотохимические реакции или перенос энергии возбуждения. Следовательно, указанные процессы лежат во временном диапазоне короче 50 пс. Измеренные времена жизни флуоресценции являются временами жизни возбужденного состояния VS365 в чистом дихлорметане, а при добавлении трифторуксусной кислоты (ТФА) временами жизни возбужденного состояния, образовавшихся форм VS365.



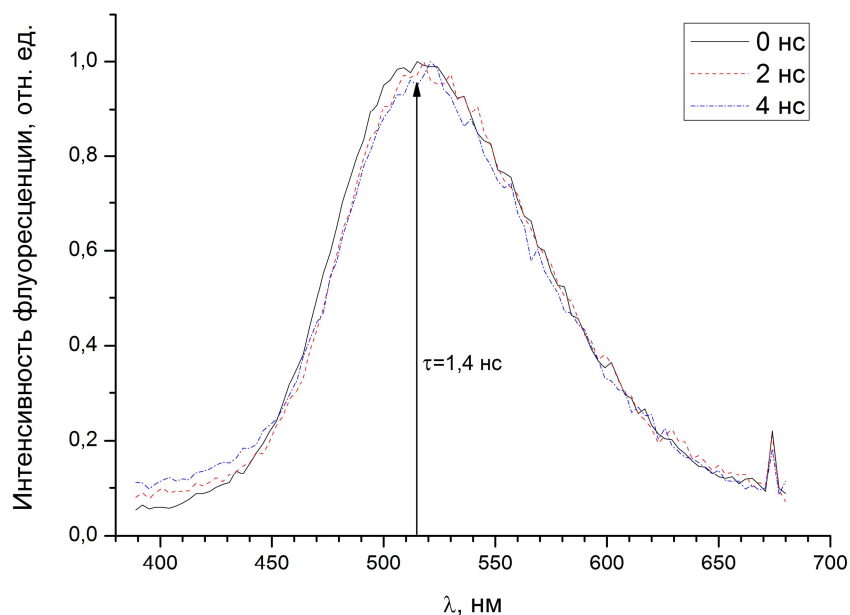


Рисунок 2 – Мгновенные спектры флуоресценции VS365 в дихлорметане ( $C=10^{-5}$  М) с добавлением 0,1 М/л трифторуксусной кислоты (ТФА). В правом верхнем углу приведены значения времени регистрации спектров. Момент времени  $t=0$  нс соответствует регистрации спектра в максимуме импульса возбуждения. Полуширина импульса возбуждения 2,5 нс. Стрелками на рисунке показаны длина волны регистрации времени жизни флуоресценции, значение которого приведено рядом со стрелкой. Затухание флуоресценции одноэкспоненциальное.

Пять исследованных соединений являются симметричными квадрупольными молекулами. Тот факт, что значения их дипольных моментов в равновесном основном состоянии не равны нулю, означает, что одна из концевых групп не лежит в плоскости молекулы. Полученные данные позволяют сделать вывод, что краситель VS365 является эффективным индикатором (зондом) для изучения кислотности окружения.

Литература

1. N.A. Nemkovich, H. Detert, V. Schmitt, Localized excitation effect on dipole moments of oligophenylenevinylenes in their excited Franck-Condon state // Chem. Phys. -2010 –V.378, - P.37-41.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В БИИЗОТРОПНЫХ СЛОЯХ

*Белорусский государственный университет,  
пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь  
dovydenkosn@bsu.by*

В настоящей работе решена проблема преобразования парааксиального лазерного пучка полубесконечной биизотропной средой и плоскопараллельным биизотропным слоем, окруженным различными средами. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и преломления преобразованных пучков. Исследовано влияние параметров слоя на характер отражения и пропускания.

Рассмотрим особенности преобразования парааксиального пучка в биизотропных слоях. Для определения  $\mathbf{E}$  будем использовать уравнения Максвелла и уравнения связи вида[1]:

$$n(\mathbf{s} \times \mathbf{E}) = \mathbf{B} ; \quad -n(\mathbf{s} \times \mathbf{H}) = \mathbf{D} ; \quad \mathbf{D} = \varepsilon \left[ \mathbf{E} + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} (\chi - ig) \mathbf{H} \right] ; \quad \mathbf{B} = \mu \left[ \mathbf{H} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\chi + ig) \mathbf{E} \right] . \quad (1),$$

где  $n$  – показатель преломления биизотропной среды;  $\mathbf{s}$ - единичный вектор направления распространения лазерного пучка;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  – векторы напряженности электрического и магнитного поля;  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$  – векторы электрической и магнитной индукции;  $\chi$  и  $g$  – действительные параметры невязимости и киральности соответственно;  $\varepsilon$  и  $\mu$  – электрическая и магнитная проницаемость биизотропной среды.

Из соотношений (1) получаем коэффициенты преломления и отражения при преобразовании пучка на границе полубесконечных изотропной и биизотропных сред:

$$E_y^\pm = t_s^\pm E_s + t_p^\pm E_p , \quad E_x^\pm = \pm i s_z^\pm E_y^\pm , \quad E_z^\pm = \mp i s_x^\pm E_y^\pm ; \quad (2)$$

$$t_s^\pm = 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta D(\theta) a_\pm ; \quad t_p^\pm = \pm i 2 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta D(\theta) b_\pm ; \quad a_\pm = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i \chi) \cos \theta + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} s_z^\mp$$

$$b_\pm = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i \chi) s_z^\mp + \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \theta ; \quad s_x^\pm = \sin \Psi_\pm ; \quad s_z^\pm = \cos \Psi_\pm ;$$

$$D(\theta) = \frac{1}{\left( \frac{\varepsilon}{\mu} + \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} \right) (s_z^+ + s_z^-) \cos \theta + 2 \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_1}{\mu \mu_1}} \sqrt{1 - \chi^2} (\cos^2 \theta + s_z^+ s_z^-)} ;$$

$\theta$ - угол падения;  $\varepsilon_1$  и  $\mu_1$  – электрическая и магнитная проницаемости изотропной среды;  $n_l$ - показатель преломления изотропной среды;  $\Psi_\pm$  - угол преломления, определяемый соотношением  $n_l \sin \theta = n_\pm \sin \Psi_\pm$ .

$$E_s^r = r_{ss} E_s + r_{ps} E_p , \quad E_p^r = r_{sp} E_s + r_{pp} E_p , \quad (3)$$

$$r_{pp} = \left| D(\theta) \left[ \left( \frac{\varepsilon}{\mu} - \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} \right) (s_z^+ + s_z^-) \cos(\theta) + 2 \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_1}{\mu \mu_1}} \sqrt{1 - \chi^2} (\cos^2(\theta) - s_z^+ s_z^-) \right] \right|; r_{ps} = \left| D(\theta) \left[ 2 \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_1}{\mu \mu_1}} \cos(\theta) \left( \sqrt{1 - \chi^2} (s_z^+ - s_z^-) - \chi (s_z^+ + s_z^-) \right) \right] \right|;$$

$$r_{ss} = \left| D(\theta) \left[ \left( -\frac{\varepsilon}{\mu} + \frac{\varepsilon_1}{\mu_1} \right) (s_z^+ + s_z^-) \cos(\theta) + 2 \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_1}{\mu \mu_1}} \sqrt{1 - \chi^2} (\cos^2(\theta) - s_z^+ s_z^-) \right] \right|; R_{sp} = R_{ps}.$$

Из (1), используя [2], можно записать соотношения для коэффициентов преломления и отражения биизотропного плоскопараллельного слоя:

$$E_s^T = T_{ss} E_s + T_{ps} E_p, E_p^T = T_{sp} E_s + T_{pp} E_p, E_s^R = R_{ss} E_s + R_{ps} E_p, E_p^R = R_{sp} E_s + R_{pp} E_p \quad (4)$$

$$R_{ss} = r_{ss} + \frac{t_s^+ t_s'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_s^- t_s'^- r''^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}; R_{pp} = r_{pp} + \frac{t_p^+ t_p'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_p^- t_p'^- r''^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}$$

$$R_{ps} = r_{ps} + \frac{t_p^+ t_s'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_p^- t_s'^- r''^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}; R_{sp} = r_{sp} + \frac{t_s^+ t_p'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_s^- t_p'^- r''^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}$$

$$T_{ss} = \frac{t_s^+ t_s'^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_s^- t_s'^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}; T_{sp} = \frac{t_s^+ t_p'^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_s^- t_p'^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}$$

$$T_{pp} = \frac{t_p^+ t_p'^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_p^- t_p'^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)}; T_{ps} = \frac{t_p^+ t_s'^+ \exp(i\delta_+)}{1 - r'^+ r''^+ \exp(i\delta_+)} + \frac{t_p^- t_s'^- \exp(i\delta_-)}{1 - r'^- r''^- \exp(i\delta_-)};$$

где  $\delta_{\pm} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \ell n_{\pm} \cos \psi_{\pm}$ ;  $\lambda_0$ -длина световой волны в вакууме;

$$t_p'^{\pm} = \frac{\mp i 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) s_z^{\mp}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}; t_s'^{\pm} = \frac{2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) s_z^{\mp}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}; r'^{\pm} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} s_z^{\mp} - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}$$

$$t_p''^{\pm} = \frac{\mp i 2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) s_z^{\mp}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}; t_s''^{\pm} = \frac{2 \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) s_z^{\mp}}{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}; r''^{\pm} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} s_z^{\mp} - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta}{\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} s_z^{\mp} + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\sqrt{1 - \chi^2} \pm i\chi) \cos \theta},$$

Формулы (2)-(4) справедливы для любого направления распространения излучения в биизотропной среде. Выражения, определяющие коэффициенты отражения и преломления для границы раздела изотропной и биизотропной сред, в случае  $\chi=0$  и  $g=0$  соответствуют формулам Френеля отражения и преломления на границе раздела диэлектриков.

На основе полученных уравнений (2)-(4) произведен расчет амплитудных коэффициентов отражения и преломления биизотропной полубесконечной среды и биизотропного плоскопараллельного слоя при следующих значениях:  $\ell=6 \cdot 10^{-6}$  м;  $\lambda=1,06 \cdot 10^{-6}$  м;  $\mu=1$ ;  $\varepsilon=1,5$ ;  $\chi=0,1$ ;  $g=0,2$ ;  $\mu_1=1$ ;  $\varepsilon_1=1,1$ ;  $\mu_2=1$ ;  $\varepsilon_2=3,4$ . Отметим, что существует три случая преобразования лазерного пучка биизотропной средой: 1) в биизотропной среде распространяются две волны; 2) в биизотропной среде распространяется только одна волна, а для второй выполняется условие полного отражения; 3) в биизотропной среде световая волна не распространяется, падающий лазерный пучок испытывает полное отражение на первой границе. Как показывает расчет, при выполнении условия полного отражения для волны, распространяющейся в биизотропной среде с большей скоростью, существует возможность преобразования

падающего  $s$ -поляризованного в  $p$ -поляризованное световое излучение, что возможно при равенстве нулю коэффициента  $r_{ss}$  ( $R_{ss}$ ), при этом  $r_{sp} \neq 0$  ( $R_{sp} \neq 0$ ) ( см. формулы (3), (4)). Как видно из рисунка 1а, 1в, существуют углы падения  $s$ -поляризованного лазерного пучка ( $\theta \approx 77^\circ$  для полубесконечной среды;  $\theta \approx 21^\circ, 77^\circ$  для плоскопараллельного слоя), при которых  $r_{ss}=0$  ( $R_{ss}=0$ ), а коэффициент  $r_{sp}$  ( $R_{sp}$ ) отличен от нуля и принимает значения от 0,1 до 0,8. Тогда, как следует из (3), (4), при указанных углах падения лазерного пучка на границу раздела как с полубесконечной биизотропной средой, так и с биизотропным слоем имеет место поворот плоскости поляризации отраженного светового излучения относительно падающего на угол  $\pi/2$ . Величина угла падения, при которой наблюдается данное явление, будет уменьшаться при увеличении значений параметров киральности и невзаимности.

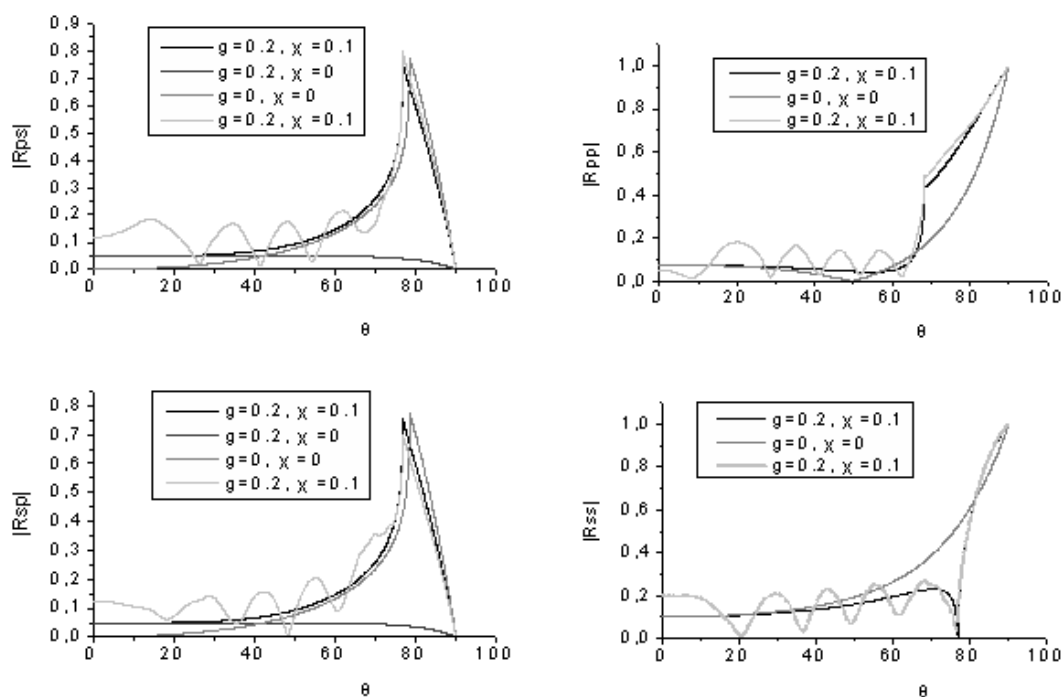


Рис. 1 Зависимость амплитудных коэффициентов отражения от угла падения лазерного пучка: для полубесконечной биизотропной среды (1-  $g=0,2; \chi=0,1$ ; 2-  $g=0; \chi=0,1$ ; 3-  $g=0,2; \chi=0$ ; 4-  $g=0; \chi=0$ ;) и плоскопараллельного биизотропного слоя (5-  $g=0,2; \chi=0,1$ ).

Подобный эффект поворота на угол  $\pi/2$  плоскости поляризации света при отражении от биизотропной полубесконечной среды или слоя при падении на них  $p$ -поляризованного излучения наблюдается, если возможно распространение двух собственных волн. При этом коэффициент отражения поля с ортогональной поляризацией имеет значение 0,1-0,2; а значение угла падения определяется из равенства нулю коэффициентов  $r_{pp}$  и  $R_{pp}$  ( см. выражения (3), (4) ).

В общем случае преобразования лазерного пучка биизотропной средой или биизотропным плоскопараллельным слоем отраженное (рис.1) и преломленное (рис.2)

излучение будут эллиптически поляризованы независимо от поляризации падающего излучения. Отметим, что для невзаимной среды это справедливо для широкого диапазона углов падения, начиная от таковых, близких  $0^\circ$  (рис.1в, 1г). Причем эллиптичность оказывается зависящей от параметров киральности и невзаимности, однако влияние последнего проявляется слабее.

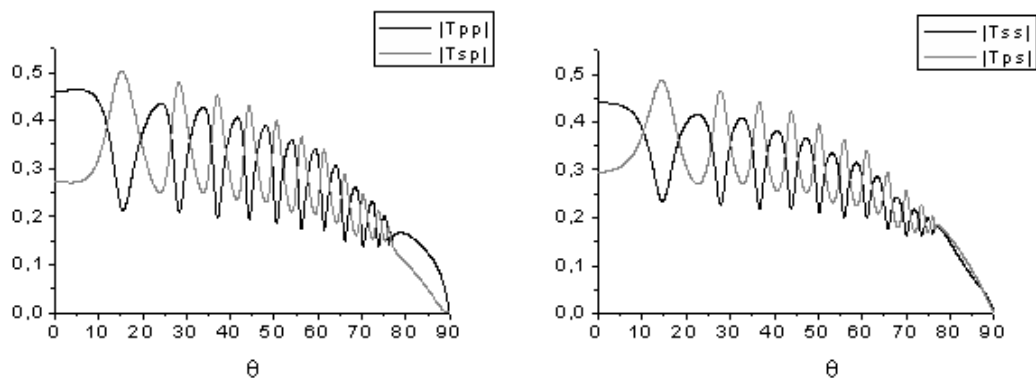


Рис. 2 Зависимость амплитудных коэффициентов пропускания плоскопараллельного биизотропного слоя с параметрами  $g=0,2$ ;  $\chi=0,1$  от угла падения лазерного пучка

Таким образом, в настоящем сообщении получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и преломления преобразованных пучков. Исследовано влияние параметров слоя на характер отражения и пропускания. Найдены условия, при которых, независимо от поляризации падающего лазерного пучка, отраженное от биизотропной среды излучение оказывается поляризованным ортогонально плоскости падения. Получено, что преобразование падающего s- поляризованного лазерного пучка в r-поляризованное отраженное от невзаимной среды излучение имеет место в широком диапазоне углов падения, начиная от близких  $0^\circ$ . Проанализировано преломление параксиального пучка биизотропным плоскопараллельным слоем. Показано, что прошедший слой пучок оказывается эллиптически поляризованным, причем его эллиптичность зависит от параметров киральности и невзаимности, однако влияние последнего проявляется слабее.

Полученные результаты представляют интерес при разработке поляризаторов на основе структур, содержащих биизотропные материалы.

В настоящем сообщении рассмотрены особенности преобразования лазерного пучка с произвольным вектором поляризации полубесконечной биизотропной средой и плоскопараллельным биизотропным слоем, окруженным различными средами. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения и преломления преобразованных пучков. Исследовано влияние параметров слоя на характер отражения и пропускания.

#### Литература

1. Ф.И.Федоров. Теория гиротропии: Наука и техника - Минск, 1976.
2. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики: Наука - Москва, 1973.

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСА ОТДАЧИ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
bosak@imaph.bas-net.by*

Эффективность лазерного воздействия на материалы в воздухе существенно зависит от частоты повторения лазерных импульсов. При высоких частотах повторения лазерных импульсов (свыше 5 кГц) обнаружен оптимальный режим эрозионного образования плазмы с многократным ростом давления на поверхности мишени [1]. При двухимпульсном воздействии лазерного излучения (ЛИ) выявлено усиление разогрева паров мишени в определенном диапазоне временных интервалов между импульсами [2, 3]. Зарегистрирован шестикратный рост эффективности прошивки отверстий в алюминиевой мишени вторым импульсом при воздействии цуга импульсов Nd:YAG-лазера [4]. Двухимпульсное лазерное воздействие все шире используется в методе лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [5], получающем распространение для многих применений в различных областях. Поэтому поиск оптимальных двух- и многоимпульсных режимов лазерного воздействия остается актуальной задачей.

Исследования воздействия на алюминий последовательности двух импульсов ЛИ с нерезонансной и резонансной длинами волн выявили возможность увеличения доли ионов в лазерно-индуцированной плазме благодаря селективному возбуждению и ионизации [6]. Дополнительные преимущества в образовании и разогреве лазерной плазмы может обеспечить двухимпульсный режим облучения конденсированных сред на разных длинах волн благодаря зависимости коэффициентов отражения мишеней и поглощения излучения плазмой от длины волны воздействующего ЛИ. Цель настоящей работы – реализация двухимпульсного лазерного воздействия на материалы в воздухе на длинах волн 1064 и 532 нм и исследование влияния временного интервала между лазерными импульсами наносекундной длительности и порядка следования импульсов на параметры образующейся приповерхностной лазерной плазмы и генерируемого в этих условиях импульса отдачи.

**Экспериментальная установка и методы исследований.** Основу установки составили два Nd:YAG – лазера, генерирующие на длинах волн 1064 и 532 нм (рис. 1). Лазер ЛТИ-403 ( $\lambda_1 = 1064$  нм,  $E = 95$  мДж,  $\tau = 20$  нс) обеспечивал практически одинаковую длительность и энергию импульсов с лазером LS-2130 ( $\lambda_2 = 532$  нм,  $E = 100$  мДж,  $\tau = 20$  нс). Согласованная работа обоих лазеров (1 и 2) достигалась с помощью специального блока синхронизации. Излучение лазеров фокусировалось линзой 8 на поверхность мишени 11. Установка

обеспечивала двухимпульсное воздействие ЛИ на материалы в воздухе на длинах волн  $\lambda_1 = 1064$  и  $\lambda_2 = 532$  нм с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами и управляемым порядком их следования.

В экспериментах регистрировались спектры приповерхностной плазмы и импульсы давления на облучаемых мишенях. Регистрацию спектров лазерной плазмы с экспозицией 7 мс обеспечивал спектрометр SDH-IV 14 с линейным ПЗС приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с компьютером 16 и блоком синхронизации лазерной системы. Для регистрации импульсов давления на мишени использовался пьезоэлектрический датчик 12, согласованный с цифровым осциллографом Bordo 221, работавшим в составе персонального компьютера 16. Одновременно осциллограф использовался для регистрации импульсов ЛИ. Путем численного интегрирования сигнала давления по времени определялись импульсы отдачи для различных материалов.

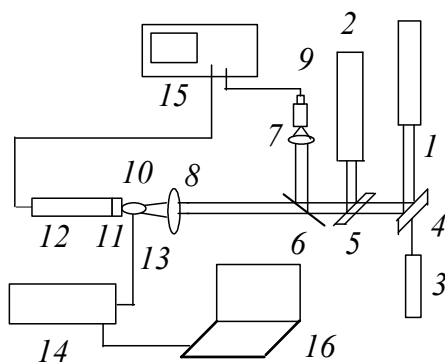


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 –Nd:YAG – лазер ( $\lambda_1$ ), 2 – Nd:YAG – лазер ( $\lambda_2$ ), 3 – He-Ne-лазер, 4, 5 – поворотные зеркала, 6 – светоделитель, 7,8 – фокусирующие линзы, 9 – фотодиод, 10 – плазменный факел, 11 – мишень, 12 – датчик давления, 13 – световод, 14 – спектрометр SDH-IV, 15 - цифровой осциллограф Bordo-221, 16 – персональный компьютер.

Из полученных спектров определялась температура приповерхностной лазерной плазмы  $T_e$  по относительным интенсивностям спектральных линий, а по штарковскому уширению спектральных линий водорода и углерода определялась концентрация электронов  $n_e$  в плазме. Эксперименты проводились при плотности мощности ЛИ  $q_{0,532} = q_{1,064} \leq 4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> в пятне облучения  $d_n = 0,30$  мм. Наиболее полные количественные данные были получены для мишеней из латуни и графита.

**Экспериментальные результаты и их анализ.** Результаты исследований показали, что параметры лазерной плазмы на мишенях из латуни и графита зависят от порядка следования лазерных импульсов и временного интервала между ними (рис. 2–5). Отрицательные значения временного сдвига между лазерными импульсами на рисунках соответствуют случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ ( $\lambda = 532$  нм), а положительные – длинноволнового ЛИ ( $\lambda = 1064$  нм). В экспериментах с латунью температура плазмы

определялась по спектральным линиям Zn I 468,0 нм и Zn I 636,2 нм (рис. 2), а концентрация электронов – по штарковскому уширению линии  $H_{\alpha}$  656,3 нм (рис. 3). Из приведенных данных видно, что максимальные значения температуры ( $24 \cdot 10^3$  К) и концентрации электронов в плазме ( $4,5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) достигаются при опережающем воздействии коротковолнового излучения  $\lambda = 532$  нм, но при разных значениях интервала между лазерными импульсами  $\Delta t = -5$  мкс и  $\Delta t = -1,5$  мкс соответственно.

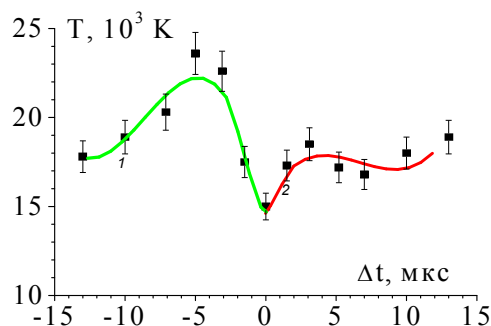


Рис. 2. Температура плазмы латуни в зависимости от интервала между лазерными импульсами с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

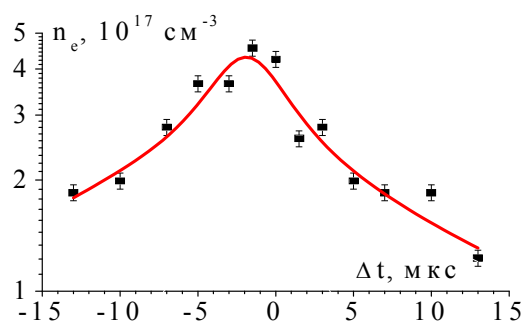


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов в плазме латуни от интервала между лазерными импульсами с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

В экспериментах с графитом температура плазмы (рис. 4) определялась по спектральной линии N II 399,5 нм и группе линий N II (499,4 нм – 500,7 нм), а концентрация электронов – по уширению линии C II 426,7 нм (рис. 5). Максимальные значения температуры ( $18 \cdot 10^3$  К) и концентрации электронов в плазме ( $4,7 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>) достигались при опережающем воздействии коротковолнового излучения  $\lambda = 532$  нм, но при отличающихся значениях интервала между лазерными импульсами  $\Delta t = -2,5$  мкс и  $\Delta t = -1,5$  мкс соответственно. В значительной мере это обусловлено возрастанием поглощательной способности плазменного образования с увеличением длины волны воздействующего ЛИ. Экспериментальные зависимости импульсов отдачи от интервала между лазерными импульсами удовлетворительно согласуются с зависимостями, рассчитанными по параметрам плазмы с использованием уравнения состояния идеального газа и длительности лазерного импульса (рис. 6 – для латуни; рис. 7 – для графита).



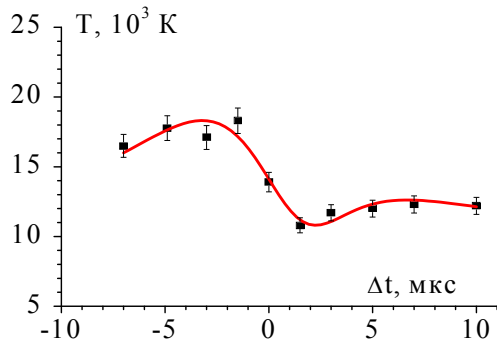


Рис. 4. Температура плазмы графита в зависимости от интервала между лазерными импульсами с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

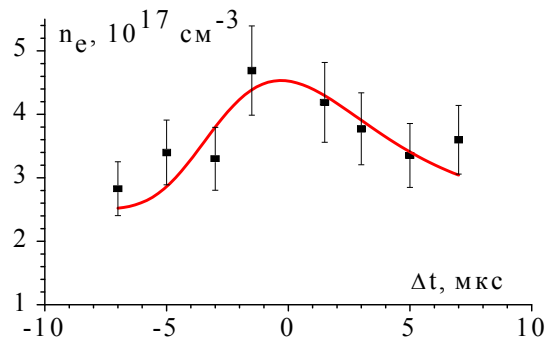


Рис. 5. Зависимость концентрации электронов в плазме графита от интервала между импульсами с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

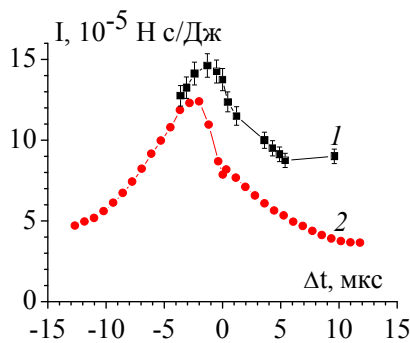


Рис.6. Зависимость измеренного (1) и рассчитанного (2) импульсов отдачи от интервала между импульсами ЛИ для латуни.

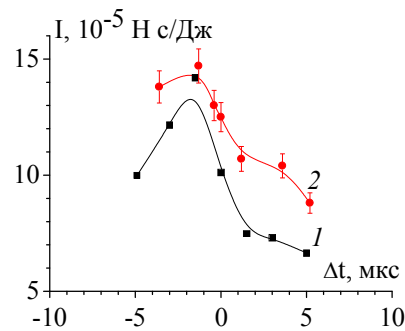


Рис. 7. Зависимость измеренного (1) и рассчитанного (2) импульсов отдачи от интервала между импульсами ЛИ для графита.

Исследованы зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц, а также импульса отдачи от порядка следования парных воздействующих лазерных импульсов на длинах волн 1064 и 532 нм и временного интервала между ними для латуни и графита. Показано, что оптимальные условия для регистрации спектров обеспечиваются при опережающем воздействии коротковолнового излучения  $\lambda = 532$  нм с временным интервалом между лазерными импульсами 3–6 мкс, а для генерации импульса отдачи – при интервале 1,5–2 мкс, что важно для лазерного спектрального анализа и лазерно-плазменных микродвигателей.

#### Литература

1. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. // Квантовая электроника. – 1990. – Т.17, №11. – С. 1480–1484.
2. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Баканович Г.И. // Журнал прикладной спектроскопии. 1994. – Т.61, №5–6. – С. 476–484.
3. Петух М.Л., Розанцев В.А., Широканов А.Д., Янковский А.А. // Журнал прикладной спектроскопии. – 2000. – Т.67, №6. – С.798–801.
4. Першин С.М. // Квантовая электроника. – 2009. – Т.39, №1. – С. 63–67.
5. Кремерс Д., Радзиемски Л. // Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия. М., “Техносфера”, 2009. – 360с.
6. Бураков В.С., Бохонов А.Ф., Неделько М.И., Тарасенко Н.В. // Квантовая электроника. – 2003. – Т.33, №12. – С.1065-1071.

**ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЛАКОКРАСОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

<sup>1</sup>ГНУ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь  
zhuravleva@imaph.bas-net.by

<sup>2</sup>ГУ «Центр судебных экспертиз и криминалистики Министерства юстиции РБ»

**Введение.** Цель -разработка лазерного эмиссионного спектрального метода определения элементного состава многослойных покрытий лакокрасочных материалов при криминалистических исследованиях. Лазерный спектральный метод основан на возбуждении излучения атомов в исследуемых участках анализируемого образца сфокусированным лазерным излучением, разложении излучения лазерной плазмы в спектр и измерении аналитических сигналов, пропорциональных интенсивности спектральных линий [1]. Для определения условий, оптимальных для послойного анализа лакокрасочных материалов, нужно было определить порог разрушения (испарения) материалов и плазмообразования и найти условия лазерного воздействия, обеспечивающие изменение интенсивности спектральных линий элементов при послойном испарении материала образца.

**Эксперимент.** Для получения экспериментальных данных использован частотный двухимпульсный Nd:YAG лазер. В качестве спектрального прибора использовался дифракционный спектрограф с разрешением около 0,03 нм, с блоком регистрации на базе ПЗС-линеек. Регистрация спектров осуществлялась при фиксированных параметрах лазерного излучения: длине волны 1,06 мкм, длительности одиночного импульса 10 нс, энергии одиночных импульсов 0,04-0,05 Дж, временном интервале между импульсами 8 мкс, частоте 10 Гц, плотности мощности в случае резкой фокусировки лазерного излучения на поверхность образца около  $1,7 \cdot 10^{11}$  Вт/см. Для снижения плотности мощности лазерного излучения использовалась расфокусировка и нейтральные светофильтры с коэффициентами пропускания 20%, 40%, 60%, 80%. Порог разрушения и плазмообразования для лакокрасочных материалов установлен при расфокусировке лазерного излучения (внутри образца) и использовании светофильтра с пропусканием 20%. В качестве модельных использованы однослойные красочные покрытия с толщиной около 65 мкм на медной и алюминиевой подложках и с толщиной около 40 мкм -на железных подложках. На двух первых подложках краска содержит основу-титан и магний, примеси кремния, железа и элементы материала подложки - медь и алюминий. Содержание магния-основной примеси в подложках примерно одинаковое. В краске на железных подложках содержатся основные элементы -титан и цинк, а также примеси магния, меди, железа, кремния и кальция. Образцы многослойных лакокрасочных материалов,

толщиной около 300 мкм каждый, состоят из чередующихся слоев лака, металлизированной эмали (алюминий) и грунта с известным составом и отличаются по структуре: толщиной (в мкм) и расположением слоев. В образце ЛКП-1: (Лак+эмаль; 5)–(грунт; 17,5)–(Лак+эмаль; 4)–(грунт; 6,5)–(эмаль; 2,5), в образце-ЛКП-2: (Лак+эмаль; 23)–(грунт; 8)–(Лак+эмаль; 15)–(Лак+эмаль; 8)–(Лак+эмаль;8)–(грунт; 5).

Послойное испарение материала достигается путем многократного сканирования одного участка поверхности образца, при использовании светофильтра с пропусканием 60%. Каждый спектр формировался при испарении одного поверхностного слоя образца за 20 импульсов при расфокусировке лазерного излучения (внутри образца) и сканировании со скоростью 4 мм/с. Скорость сканирования подбиралась для каждого материала такой, при которой пятна поражения от каждого лазерного импульса расположены отдельно (разрешены по пространству). Диаметр пятна поражения на образце равен примерно 500 мкм, диаметр светового пятна при расфокусировке -около 600 мкм. При многократном сканировании точки воздействия (пятна поражения) точно налагались друг на друга, что гарантировало идентичность (по толщине и составу) снимаемых слоев (совпадение пятен воздействия контролировалось с помощью микроскопа). При испарении покрытий с металлических подложек регулировка толщины испаряемого слоя для исключения влияния спектра материала подложки осуществлялась с помощью светофильтров.

Для контроля элементного состава покрытий на железных подложках использовано два способа испарения материала: при отдельном (отдельно от подложки) и при непосредственном испарении материала покрытий на подложках. В первом способе краска, снятая с образца, в виде тонкого слоя порошка наносилась на чистую пленку. Спектры получены при воздействии лазерного излучения на пленку с нанесенным порошком при сканировании пленки со скоростью 4 мм/с. Во втором способе (без пробоподготовки) спектры получены при воздействии лазерного излучения на образцы покрытий при сканировании со скоростью 7 мм/с. В процессе послойного испарения краски, содержащей железо, с железных подложек, контролировалось, чтобы интенсивность линий железа достигала минимума, при котором уже можно было различить образцы красочных покрытий по содержанию железа. Эти условия контролировались по интенсивности линий Fe II 259,84 нм, Fe II 259, 94 нм, Fe II 277,92 нм и Fe II 278,37 нм. Используются неабсорбированные атомные и ионные спектральные линии элементов. Воспроизводимость интенсивности линий в спектрах образцов - около 6-7%.

**Обсуждение результатов.** Установленная пороговая плотность мощности, при которой начинается разрушение лакокрасочных материалов, испарение вещества и плазмообразование составляет около  $5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Найдены условия для лазерного возбуждения элементов материала многослойных лакокрасочных покрытий, обеспечивающие послойное испарение

материала образца. При расфокусировке лазерного излучения внутрь образца и его многократном сканировании получены пригодные для анализа спектры, характеризующие испарение отдельных слоев материала образца, с разрешением около 10 мкм.

На рис.1 показано изменение интенсивности спектральных линий элементов при послойном испарении лакокрасочных материалов в спектрах, полученных при многократном сканировании одного участка поверхности образца. На рис.1а показано изменение интенсивности линий элемента эмали Al I 305,7 нм (7,67 эВ) и грунта Ti II 324,2 нм (3,83 эВ) при послойном испарении образца ЛКП-1 (37 проходов). На рис.1б показано изменение интенсивности линий элемента эмали Al I 305,0 нм (7,67 эВ), Al I 305,7 нм и грунта Ti II 324,2 нм, Ti II 323,6 нм (4,91 эВ) при послойном испарении образца ЛКП-2 (10 проходов). Поскольку интенсивность спектральных линий пропорциональна количеству атомов (ионов) элемента в лазерном факеле, то изменение интенсивности линий при послойном испарении отражает изменение поступления элемента в лазерный факел, т. е. послойное изменение концентрации элемента. Характер изменения интенсивности линий элементов слоев алюминия и титана у каждого из образцов различается, так как отражает изменение концентрации элементов при послойном испарении и коррелирует со структурой образцов. Скорость разрушения образца ЛКП-2 больше, чем образца ЛКП-1.

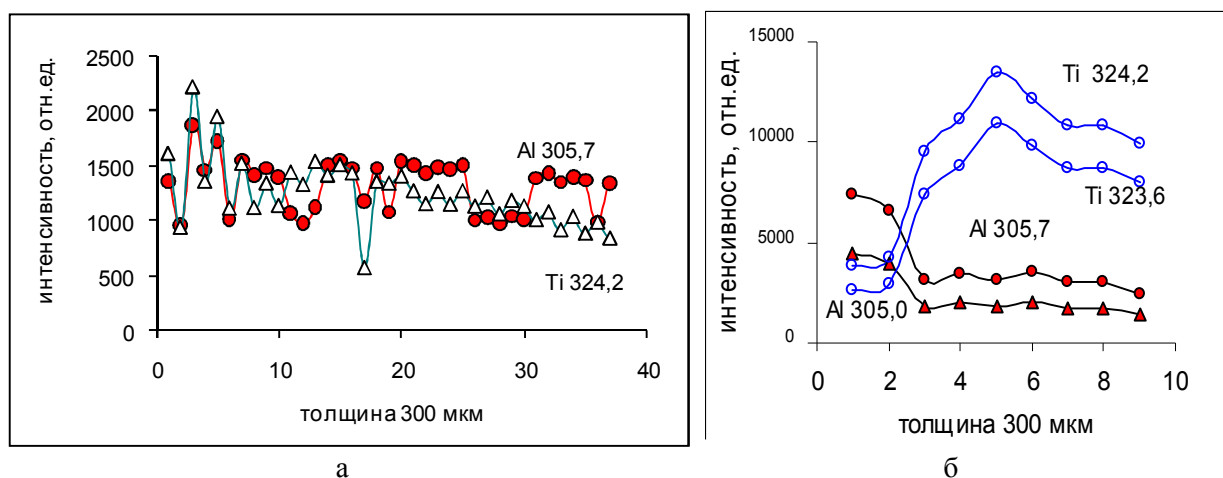


Рис. 1. Изменение интенсивности линий эмали (Al) и грунта (Ti) в спектрах, полученных при послойном испарении материала образца ЛКП-1 (а) и образца ЛКП-2 (б) при многократном

На рис.2 показано изменение интенсивности спектральных линий элементов красочного покрытия при послойном испарении на медной (а) и алюминиевой (б) подложке. Изменение интенсивности линий элементов красочного покрытия отражает изменение поступления элемента при послойном испарении, так концентрация элементов краски-титана и алюминия (рис. 2а) и титана, магния и меди (рис. 2б) снижается у поверхности подложки, а концентрация совпадающих элементов в подложке меди и магния (рис. 2а) и алюминия (рис. 2б) растет при

переходе к подложке. Кроме того, интенсивность линий основных элементов краски Ti и Mg выше примерно в полтора раза в спектрах, полученных при испарении краски с алюминиевой подложки. Испарение красочного покрытия на медном образце происходит за 140, на алюминиевом образце - за 200 лазерных импульсов. Толщина слоя, испаряемого за один импульс с медной подложки, равна 9 мкм, с алюминиевой - 6,5 мкм.

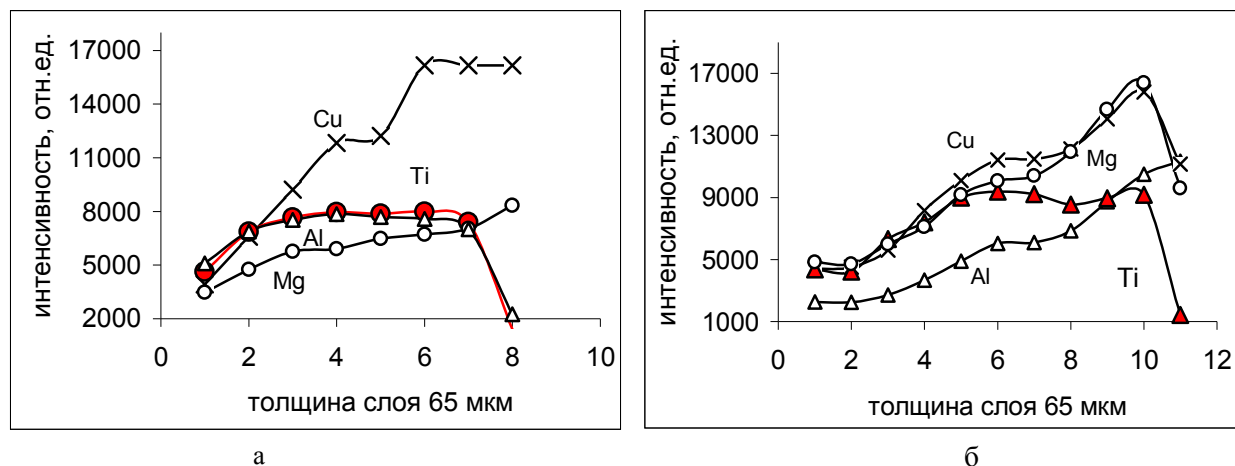


Рис.2. Изменение интенсивности линий Ti II 332,6, Al I 305,4, Mg II 280,2, Cu I 324,7 нм элементов при послойном испарении красочного покрытия на медной (а) и алюминиевой (б) подложках, при сканировании образца со скоростью 4 мм/с и расфокусировке лазерного излучения (внутри образца).

лазерного воздействия одинаковы, то различие в значении интенсивности линий элементов покрытий в спектрах образцов в основном связано с влиянием теплофизических свойств материала подложки на испарение и поступление элементов покрытия.

Установлен порог плазмообразования для лакокрасочных материалов  $-5 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При расфокусировке лазерного излучения внутрь образца и его многократном сканировании получены спектры, характеризующие испарение отдельных слоев материала образца, с разрешением около 10 мкм. Установлено влияние материала подложки на интенсивность спектральных линий элементов красочного покрытия. Полученные результаты составили основу методики элементного анализа многослойных лакокрасочных материалов при криминалистических исследованиях.

#### Литература

1. Журавлева В. И., Розанцев В. А. Влияние параметров лазерного излучения, условий фокусировки, состояния поверхности образцов на абляцию и характер лазерных спектров // Лазерная физика и оптические технологии. Материалы VI Международной конференции, Гродно. 2006. Часть 2.- С. 310-312.

**ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ И МОДИФИКАЦИЯ НАНОКОМПОЗИТНЫХ  
ГАДОЛИНИЙСОДЕРЖАЩИХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ**

*Институт физики НАН Беларуси, пр-т Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
tarasenk@imaph.bas-net.by*

Среди новых технологий получения наночастиц большой интерес вызывают методы, основанные на лазерной абляции в жидкостях [1-3]. В отличие от химического синтеза, наночастицы, образующиеся в результате воздействия лазерного излучения на твердотельную мишень в жидкости, свободны как от посторонних ионов, так и от поверхностно-активных веществ, что для ряда применений, например, в медицине, представляет несомненное преимущество. К достоинствам метода лазерной абляции относятся его универсальность (лазерная абляция может применяться для металлов, полупроводников и диэлектриков различного состава), возможность регулирования характеристик синтезируемых частиц путем изменения параметров лазерного излучения.

В большинстве случаев получают частицы металлов и их оксидов. Работ, посвященных синтезу композитных наночастиц, в частности двухкомпонентных частиц с различной структурой (типа сплав, ядро-оболочка) и частиц сложного состава сравнительно немного. Тем не менее, композитные системы представляют несомненный интерес, поскольку их свойства, как правило, отличаются от свойств аналогичных моноконпонентных структур. Например, хорошо установлены повышенные каталитические способности биметаллических наночастиц по сравнению с монометаллическими [4]. К тому же физические свойства композитных частиц можно варьировать путем изменения соотношения компонент в составе частицы.

В наших экспериментах двухкомпонентные наноразмерные частицы Gd-Si синтезированы методом лазерной абляции комбинированной мишени (рис.1), составленной из двух пластинок соответствующих материалов. Соединения на основе гадолиния являются перспективными веществами для магнитной гипертермии злокачественных новообразований, поскольку обладают высоким магнитокалорическим эффектом и имеют температуру Кюри 40°-43°.

Мишень помещалась в кювету с жидкостью (этанол, вода). Для абляции использовалось излучение двухимпульсного лазера на алюмоиттриевом гранате (1064 нм). Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром около 0,5 мм на границу раздела плотно прижатых друг к другу пластинок кремния и гадолиния. Плотность энергии лазерного излучения на поверхности мишени составляла 15 Дж/см<sup>2</sup>. В процессе абляции наблюдалось окрашивание жидкости в серый цвет, что свидетельствовало о формировании коллоидного раствора частиц материала

мишени. На основе регистрации спектров поглощения, результатов электронно-микроскопического и рентгеноструктурного анализов установлены состав и структура образующихся частиц.

Микрофотографии наночастиц, полученных лазерной абляцией гадолиния в воде и этаноле, приведены на рисунке 2. Анализ изображений показал, что в образце, полученном абляцией в воде, преобладают сферические частицы со средним размером от 10 до 12 нм. Распределение по размерам частиц, формируемых в этаноле, уже по сравнению с водным образцом (6 – 10 нм).

Оптические спектры поглощения коллоидов прописывались с помощью спектрофотометра Cary 500 в УФ и видимом диапазоне с использованием 0,5 см кварцевой кюветы сразу же после их синтеза. Сравнительный анализ спектров поглощения, полученных в различных экспериментальных условиях, позволяет контролировать образование и рост наночастиц и делать предположения относительно их размеров.

На рисунке 3 показаны типичные спектры поглощения коллоидных растворов, полученных лазерной абляцией гадолиниевой, кремниевой и комбинированной Gd-Si мишеней в этаноле. Спектры обладают широкой полосой поглощения в ультрафиолетовой области спектра, причем поглощение растет с уменьшением длины волны. Следует отметить, что для наночастиц гадолиния наблюдался небольшой пик поглощения в области 284 нм, исчезающий при дополнительном облучении коллоида излучением второй гармоники ИАГ: Nd<sup>3+</sup> лазера.

В нанопорошке, полученном при лазерной абляции Gd мишени в этаноле, методом рентгеновской дифрактометрии установлено, что в образце присутствуют частицы карбида GdC<sub>2</sub> и металлического гадолиния. Очевидно, что при абляции в плазменном факеле происходит температурная декомпозиция этилового спирта, и образующийся углерод реагирует с гадолинием с образованием карбида GdC<sub>2</sub>. Наряду с этим, вероятно, происходит образование и свободного углерода, который впоследствии покрывает частицы гадолиния, что предотвращает окисление последнего, в отличие от случая абляции в воде.

При лазерной абляции металлического гадолиния в дистиллированной воде формируются нанокристаллические частицы оксида гадолиния моноклинной фазы.

При абляции в этаноле комбинированной мишени, составленной из гадолиния и кремния, образуются частицы гадолиния и кремния, что подтверждают результаты рентгеновской дифрактометрии. Согласно проведенному полуколичественному анализу, в синтезированном порошке содержится 15,6% об. фазы Gd с гексагональным типом решетки и 84,4% об. Si с кубической решеткой.

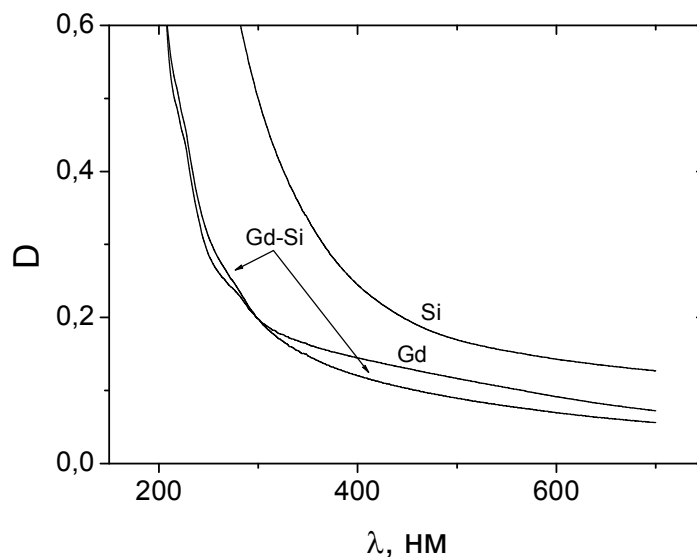
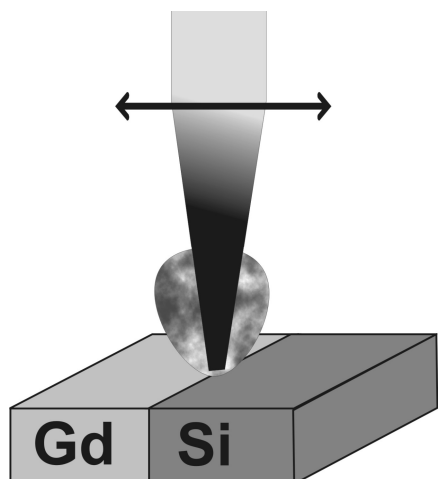


Рисунок 1 – Схема абляции составной Gd-Si мишени

Рисунок 3 – Спектры поглощения растворов, полученных при абляции гадолиния, кремния и комбинированной Gd-Si мишени в этаноле

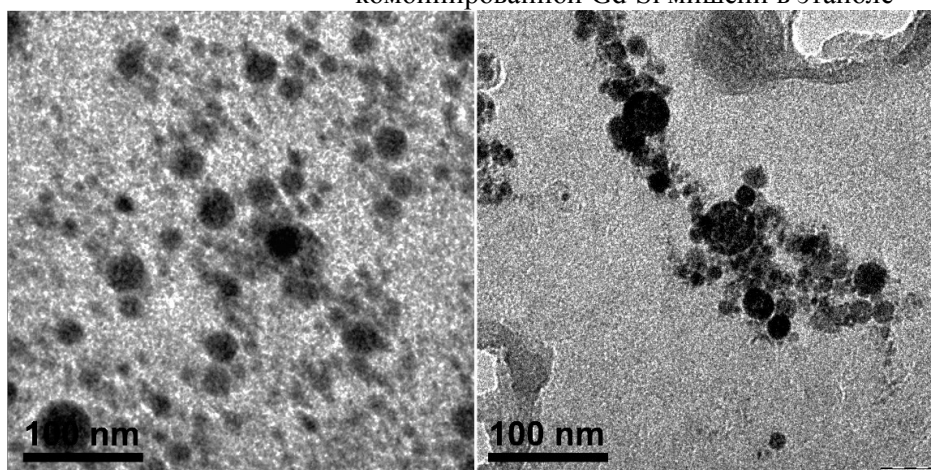


Рисунок 2 – Электронно-микроскопическое изображение наночастиц, формируемых при абляции гадолиниевой мишени в воде (слева) и этаноле (справа).

На рисунке 4 приведена дифрактограмма порошка, полученного при абляции комбинированной Gd-Si мишени в этаноле, до и после дополнительного лазерного облучения (длина волны 532 нм, энергия и длительность импульса 100 мДж и 15 нс, соответственно) в течение 10 мин. При этом порошок был предварительно диспергирован в этаноле. После облучения произошло изменение спектра рентгеновского отражения. Проведенный фазовый анализ показал, что в облученном образце присутствует новая фаза -  $Gd_5Si_4$ . Пики кремния с максимумами около  $28^\circ$  и  $47^\circ$  стали менее интенсивными, что говорит о снижении общего количества кристаллического Si по сравнению с необлученным образцом. На формирование новой фазы  $Gd_5Si_4$  указывают рефлексы в области  $25^\circ$ - $35^\circ$ , наиболее интенсивные из которых  $26,48^\circ$ ,  $28,38^\circ$ ,  $32,06^\circ$ .



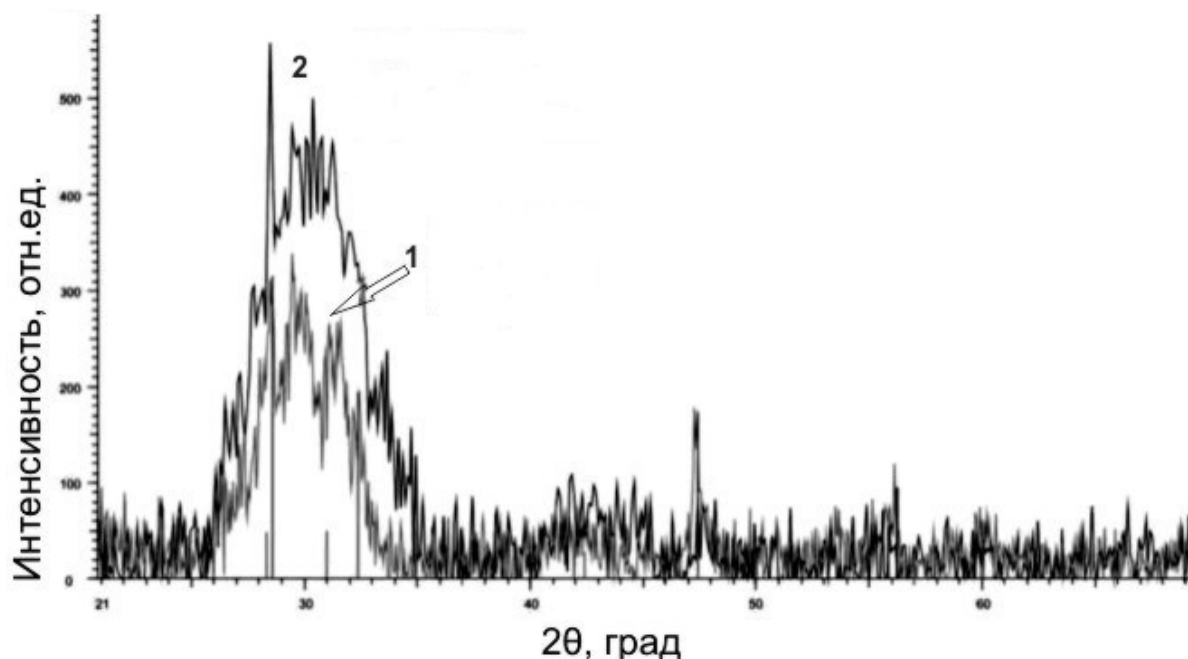


Рисунок 4 – Дифрактограмма порошка, полученного лазерной абляцией комбинированной мишени в этаноле до (1) и после (2) облучения лазерным излучением ( $\lambda=532$  нм)

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность получения наноразмерных гадолинийсодержащих частиц методом лазерной абляции в жидкостях. Показано, что при абляции в дистиллированной воде образующиеся частицы являются частицами оксида гадолиния  $Gd_2O_3$ , что объясняется их окислением кислородом, растворенным в воде. Присутствие  $GdC_2$  и металлического  $Gd$  в нанопорошке, приготовленным лазерной абляцией в этаноле, подтверждено методом рентгеновской дифракции. Анализ дифрактограммы порошка, полученного при двухимпульсной абляции комбинированной  $Gd-Si$  мишени в этаноле с последующим дооблучением несфокусированным излучением второй гармоники алюмоиттриевого лазера, показал образование новой фазы  $Gd_5Si_4$ .

Продемонстрирована возможность получения наноразмерных гадолинийсодержащих частиц методом лазерной абляции в жидкостях. Показано, что при абляции в воде и этаноле происходит формирование наночастиц оксида и карбида, соответственно. Лазерная абляция составной  $Gd-Si$  мишени в этаноле с последующим дооблучением коллоида приводит к образованию частиц силицидной фазы ( $Gd_5Si_4$ ).

#### Литература

1. Shafeev G.A. Lasers in Chemistry 2, Chapter "Laser-based formation of nanoparticles" (Wienheim: Wiley VCH Verlag GmbH&Co, KGaA, 2008, pp. 713-741).
2. Kabashin A.V., Meunier M. Recent advances in laser processing of advanced materials, eds. Perriere, J., Millon, E., and Fogarassi, E., Chapter 1 "Laser ablation-based synthesis of nanomaterials" (Elsevier 2006, pp. 1-36).
3. Yang, G. W. Prog. Mater. Sci., 52, 648 (2007).
4. Wang A.Q., Liu J.-H., Linb S.D., Lin T.-S., Mou C.-Y. J. of Catalysis, 233, 186 (2005).

А. Байдуллаева<sup>1</sup>, В.П. Велещук<sup>1</sup>, А.И.Власенко<sup>1</sup>, В.А.Гнатюк<sup>1</sup>, С.Н.Левицкий<sup>1</sup>,  
Е.И.Гацкевич<sup>2</sup>, Г.Д.Ивлев<sup>2</sup>

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ В In/CdTe ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

<sup>1</sup> *Институт физики полупроводников имени В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
проспект Науки, 41, 03028 Киев, Украина*

<sup>2</sup> *Институт физики имени Б.И. Степанова, НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
gatskevich@inel.bas-net.by*

Теллурид кадмия широко используется для создания детекторов ионизирующего излучения. Перспективность CdTe для изготовления детекторов  $\gamma$ -излучения обусловлена большой шириной запрещенной зоны (1,47 эВ), достаточно высокой подвижностью электронов ( $\sim 1100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) и дырок ( $\sim 100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ) при комнатной температуре, большим атомным номером ( $Z_{\text{eff}} = 48,52$ ) [1,2]. Для формирования  $p$ - $n$  переходов, которые являются основой полупроводниковых детекторов, применяется метод лазерного легирования [3, 4].

В настоящей работе проведено численное моделирование лазерно-индуцированных процессов в системе In/CdTe в условиях облучения импульсами рубинового лазера длительностью 20 нс. Толщина пленки варьировалась от 30 до 400 нм. Такие толщины выбраны для моделирования, поскольку именно для этих толщин ранее были получены [3-5]  $p$ - $n$  переходы методом лазерного легирования.

Моделирование динамики нагрева и плавления структуры In/CdTe проводилось на основе численного решения задачи Стефана. Согласно условиям эксперимента интенсивность лазерного излучения равномерно распределена по облучаемой зоне. Характерная длина диффузии тепла за время импульса  $\tau$  составляет величину порядка  $(\chi\tau)^{1/2}$ , где  $\chi$  - температуропроводность среды. Для обоих компонентов структуры длина тепловой диффузии при длительности лазерного импульса  $\sim 10^{-7}$  с существенно меньше диаметра лазерного пятна (4 мм). Отсюда следует, что в рассматриваемом случае можно ограничиться одномерным приближением.

В этой постановке задачи нелинейное неоднородное уравнение теплопроводности с условием Стефана на границе фазового перехода имеет вид:

$$\rho(x, T)(c(x, T) + L\delta(T - T_m)) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k(x, T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q(x, t), \quad (1)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad T|_{x=D} = T|_{t=0} = T_0,$$

где  $T$  – температура,  $T_0 = 300$  К, координата  $x$  направлена вглубь образца,  $\rho$  – плотность,  $c$  – удельная теплоемкость,  $k$  – теплопроводность,  $L$  – скрытая теплота плавления,  $T_m$  – температура плавления,  $\delta(T)$  – дельта функция Дирака. Функция  $Q(x,t)$  описывает выделение тепла при поглощении лазерного излучения:

$$Q(x,t) = \alpha(T)(1-R)q(t) \exp\left\{-\int_0^x \alpha(T(x'))dx'\right\}, \quad (2)$$

здесь  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $R$  – коэффициент отражения,  $q(t) = \frac{W}{\tau} \sin^2\left(\frac{\pi t}{2\tau}\right)$  – форма лазерного импульса,  $W$  – плотность энергии лазерного облучения,  $\tau$  – длительность импульса.

Поскольку коэффициент отражения индия сильно зависит от температуры и эта зависимость в настоящее время не исследована, моделирование проводилось для поглощенной энергии, т.е. полагалось, что  $R = 0$ . На границе пленка - подложка предполагалась идеальная адгезия. Теплофизические параметры, используемые в расчете взяты из [6]. Программа построена так, что позволяет учесть зависимости теплофизических и оптических параметров от координаты, температуры и фазового состояния.

In характеризуется низкой температурой плавления и малой скрытой теплотой плавления по сравнению с CdTe, но имеет достаточно высокую температуру кипения (2353 К) и большую скрытую теплоту испарения (почти на 2 порядка большую теплоты плавления). CdTe характеризуется низкой теплопроводностью. Это приводит к тому, что пленка практически мгновенно плавится, а потом долго находится в расплавленном состоянии. До температур кипения, по-видимому, испарением в пленке можно пренебречь, поскольку давление насыщенных паров In мало.

Согласно расчетным данным (рис. 1,а) для толщин пленок 30 и 100 и даже 400 нм данные по длительности нахождения пленки в жидком состоянии почти совпадают при  $E < 100$  мДж/см<sup>2</sup>. При больших плотностях энергий различие возрастает, что особенно видно для пленки толщиной 400 нм. Наибольшая максимальная температура достигается при одних и тех же энергиях в пленке толщиной 30 нм (рис.1,а), причем с ростом плотности энергии до приблизительно 50 мДж/см<sup>2</sup> различие в температурах для пленок с толщинами 30 и 100 нм увеличивается, с дальнейшим ростом  $E$  различие в пиковых температурах уменьшается. Для пленки толщиной 400 нм максимальная поверхностная температура ниже почти на 700-800 К, причём начиная с плотности энергии 50 мДж/см<sup>2</sup> это различие не изменяется.

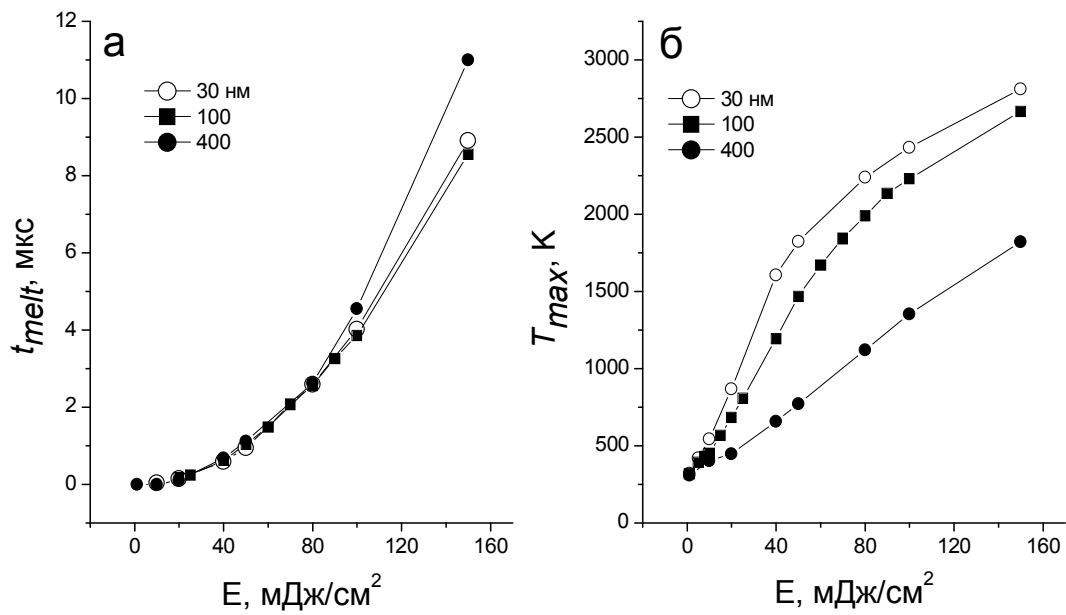


Рисунок 1. Зависимости времени существования расплава и пиковой температуры поверхности гетероструктур от плотности энергии лазерного облучения.

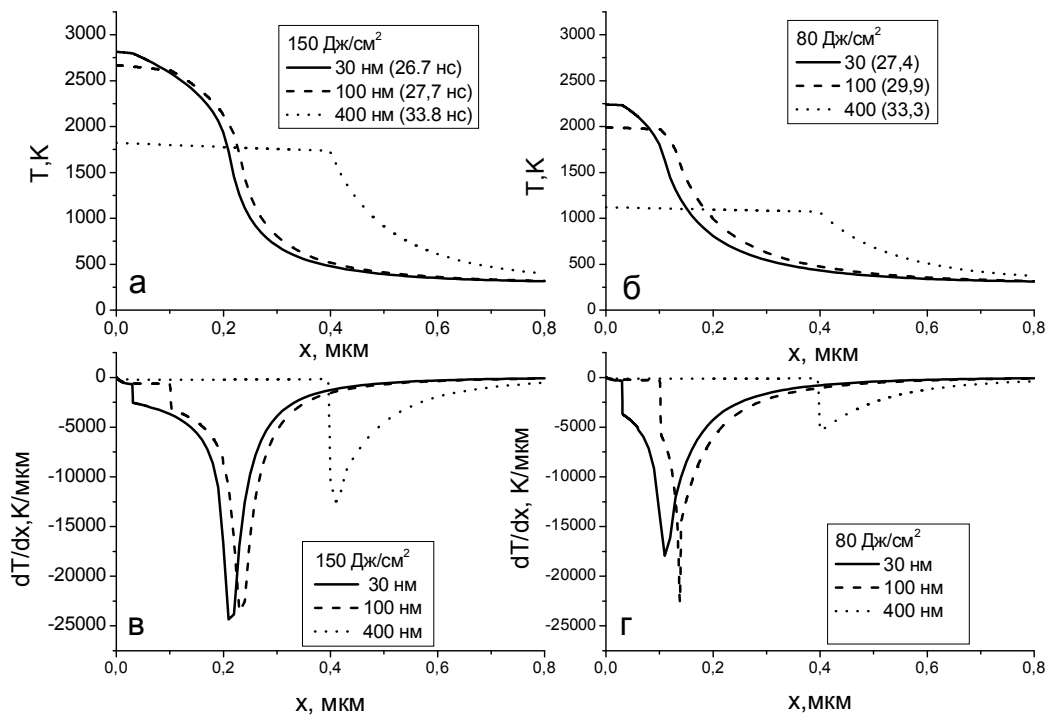


Рисунок 2. Зависимости температур и градиентов температур по глубине для структур с различной толщиной плёнок в момент достижения пиковой температуры (время указано в скобках) при лазерном облучении с плотностью энергии 150 и 80  $\text{Дж/см}^2$ .

На рисунке 2 приведены зависимости температур и градиентов температур от глубины. К моменту достижения максимума температуры пленки характеризуются постоянными температурами или небольшим градиентом температуры. Естественно, что пленка 30 нм имеет постоянную температуру по всей толщине. Градиенты температуры достигают величины  $25 \cdot 10^9$  К/м. Максимальный градиент имеет место в глубине подложки (рис.2,в,г), причем для пленок толщиной 30 и 100 нм он максимален на глубине порядка толщины или нескольких толщин пленки. Для пленки толщиной 400 нм максимальный градиент находится вблизи границы пленка – подложка.

Методом численного моделирования установлено, что максимум температурного градиента при облучении системы In/CdTe лазерными импульсами (длительность 20 нс) находится в глубине подложки, причём с увеличением толщины плёнки максимум градиента сдвигается к границе плёнка- подложка.

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (проект Ф09К-004) и ГФФИУ (проект Ф29.1/013).

Проведено численное моделирование термостимулированных процессов при лазерном воздействии импульсов рубинового лазера на гетероструктуры пленка In (толщина 30, 100 и 400 нм) – подложка CdTe. Установлено, что максимум температурного градиента при облучении системы лазерными импульсами (длительностью 20 нс) находится в глубине подложки, причём с увеличением толщины плёнки максимум градиента сдвигается к границе плёнка- подложка.

#### Литература

- 1 Zanio K.. Cadmium telluride, in Semiconductors and Semimetals. Vol. 13.-Academic Press, New York, San Francisco, London, 1978. – P. 235.
- 2 Del Sordo S., Abbene L., Caroli E., Mancini A.M., Zappettini A., Ubertini P. // Sensors. – 2009. – Vol. 9, Issue 5. – P.3491-3526.
- 3 Gnatyuk V.A., Aoki T., Hatanaka Y. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2004. – Vol. 51, No 5. – P. 2466-2471.
- 4 Gnatyuk V.A., Aoki T., Vlasenko O.I., Levytskyi S.N., Dauletmuratov B.K., Lambropoulos C.P. // Applied Surface Science. – 2009. - Vol. 255, No 24. – P. 9813-9816.
- 5 Ивлев Г. Д., Гацкевич Е. И., Постнова Л. И. // 7-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе», 1-5 июня 2009 г., Минск.- Сборник статей.-Минск,2009.- С.291-294
- 6 Numerical Data and Functional Relationships in Sciences and Technology. Vol.17. / Ed. H. Landolt , R. Börnstein – Berlin: Springer-Verlag, 1982.

**ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ И ПОЛЯРНОСТИ РАСТВОРИТЕЛЯ  
НА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ СВЕРХБЫСТРЫЙ  
ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В ТИОФЛАВИНЕ Т**<sup>1</sup>Гродненский госуниверситет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь<sup>2</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова, Минск, Беларусь<sup>3</sup>Командно-инженерный институт, Минск, Беларусь

stepuro@grsu.by

Недавно показано, что Тиофлавин Т (ThT), широко использующийся в качестве флуоресцентного зонда на амилоидные фибриллы [1], проявляет свойства молекулярных роторов [2]. При фотовозбуждении ThT происходит внутримолекулярный перенос заряда (Рис. 1), сопряженный с поворотом бензотиазольного и диметиламинобензольного фрагментов молекулы, с образованием нефлуоресцирующего ТICT-состояния. Скорость этого процесса контролируется главным образом вязкостью микроокружения зонда, и квантовый выход флуоресценции данного зонда сильно зависит от вязкости/жесткости микроокружения [2].

В маловязких средах взаимное вращение фрагментов I и II молекулы ThT ограничивается слабо, и процесс переноса заряда обуславливает быструю безызлучательную дезактивацию франк-кондоновского локально-возбужденного LE-состояния, приводя к сильному тушению флуоресценции и сокращению времени затухания свечения [3].

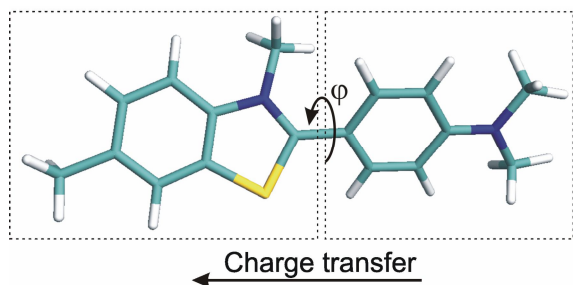


Рис.1. Структура Тиофлавина Т.  
Пунктиром выделены бензотиазольный (I) и диметиламинобензольный (II) фрагменты молекулы

В настоящей работе с использованием методов фемтосекундной кинетической абсорбционной спектроскопии изучено влияние вязкости и полярности ряда растворителей (спирты, полярные апротонные растворители) на кинетику дезактивации возбужденного состояния молекулы ThT. Для измерения нестационарных спектров поглощения использовался фемтосекундный абсорбционный спектрометр описанный ранее [4]. Полученные данные сопоставлены с результатами квантово-химических расчетов ThT, в которых влияние полярности окружения молекулы промоделировано наложением внешнего однородного электрического поля.

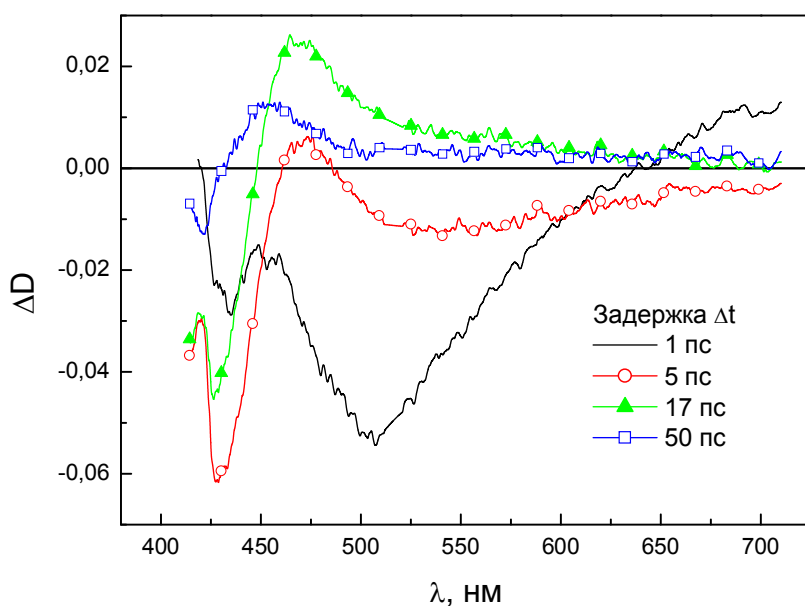


Рис.2. Спектры наведенного поглощения раствора ThT в этаноле, зарегистрированные с различной временной задержкой после фотовозбуждения.  $\lambda_{\text{возб}} = 390$  нм.  $T = 293$  К

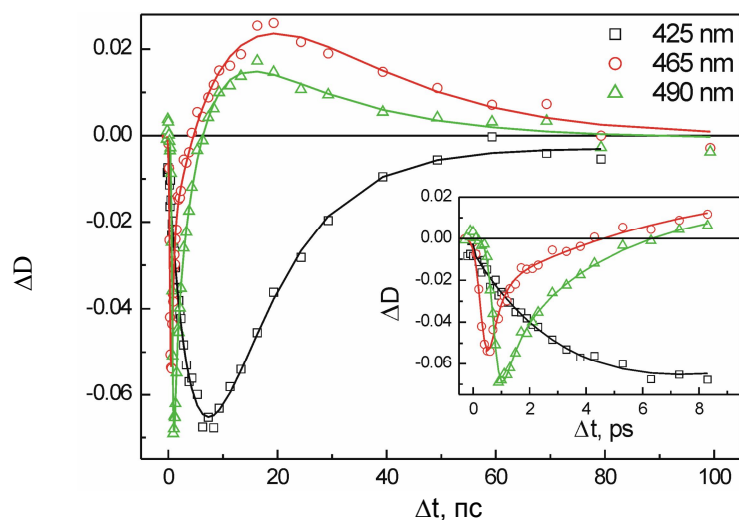


Рис. 3. Кинетика изменения наведенного поглощения раствора ThT в этаноле при различных длинах волн регистрации. На вставке – кинетика на ранней стадии после фотовозбуждения.  $\lambda_{\text{возб}} = 390$  нм.  $T = 293$  К

Дифференциальные спектры наведенного поглощения ThT (Рис.2) для рассмотренного ряда полярных растворителей имеют сходный характер. Кроме полосы просветления (область 420-440 нм, отрицательный сигнал), связанной с обеднением населенности основного состояния молекулы ThT, в спектре наблюдается появление новых полос поглощения в областях при  $\lambda_{\text{макс}} = 470$  и 720 нм, а также интенсивной полосы усиления (отрицательный сигнал с максимумом при 485-500 нм), соответствующей спектру флуоресценции исследуемого соединения.

Длительность затухания флуоресценции из локально-возбужденного LE-состояния для ThT, оцененная из кинетики оптической плотности в полосе усиления, хорошо коррелирует с характерным временем ослабления полосы при 720 нм и нарастания поглощения в районе 470

нм (Рис.3). Следовательно, можно принять, что после фотовозбуждения молекулы ThT в результате франк-кондоновского перехода в LE-состояние, которое характеризуется поглощением при 720 нм, происходит быстрый переход из флуоресцентного LE-состояния в промежуточное нефлуоресцирующее TICT-состояние, поглощающее при 470 нм.

Обнаружено, что для рассмотренных маловязких растворителей при T=293 К характерное время формирования состояния с переносом заряда, соответствующее  $\tau(\text{LE})$ , лежит в пикосекундном временном диапазоне и существенно зависит как от вязкости, так и от полярных свойств растворителя (Табл. 1). Скорость LE→TICT процесса сопоставима со скоростью сольватной релаксации, проявляющейся в смещении спектра усиления (флуоресценции) ThT со временем. Дезактивация TICT- состояния также зависит от вязкостных и полярных свойств растворителя и его время жизни изменяется от  $3,8 \pm 0,1$  пс (в H<sub>2</sub>O) до  $360 \pm 60$  пс (бутанол).

Табл.1. Параметры кинетики наведенного поглощения ThT в зависимости от вязкости  $\eta$  и ориентационной поляризуемости  $\Delta f$  растворителя

Растворитель	$\eta(25^\circ)$ , сП	$\Delta f$	$\tau(\text{LE})$ , пс	$\tau(\text{TICT})$ , пс
Ацетон	0,306	0,284	$1,0 \pm 0,1$	$12,1 \pm 0,4$
Ацетонитрил	0,35	0,306	$0,7 \pm 0,1$	$8,9 \pm 1,0$
Метанол	0,544	0,309	$2,0 \pm 0,1$	$6,0 \pm 0,2$
ДМФ	0,794	0,275	$1,9 \pm 0,1$	$9,1 \pm 0,6$
Пиридин	0,879	0,214	$3,4 \pm 0,3$	$24 \pm 8$
H <sub>2</sub> O	0,890	0,320	$1,3 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$
Этанол	1,074	0,290	$4,6 \pm 0,2$	$28 \pm 2$
2-пропанол	2,13	0,277	$6,4 \pm 0,2$	$70 \pm 9$
1-Бутанол	2,66	0,263	$11,8 \pm 0,6$	$360 \pm 60$

Экспериментальные данные согласуются с результатами квантово-химических расчетов основного и возбужденного состояний молекулы ThT [5]. В работе [5] показано, что состоянию TICT соответствует скрученная конформация молекулы с двугранным углом  $\varphi=90^\circ$  между фрагментами I и II. Сила осциллятора электронного перехода TICT(S<sub>1</sub>')→S<sub>0</sub>' близка к нулю, т.е. TICT состояние является нефлуоресцирующим. Квантово-химические расчеты молекулы ThT показывают, что состояние TICT(S<sub>1</sub>') характеризуется практически полным переносом электрона от фрагмента II к фрагменту I. Учет внешнего электрического поля E, моделирующего действие полярного окружения, приводит к тому, что при направлении E вдоль вектора изменения дипольного момента при переходе S<sub>0</sub>→S<sub>1</sub> достигается дополнительная стабилизация энергии состояния S<sub>1</sub> (Рис. 4).



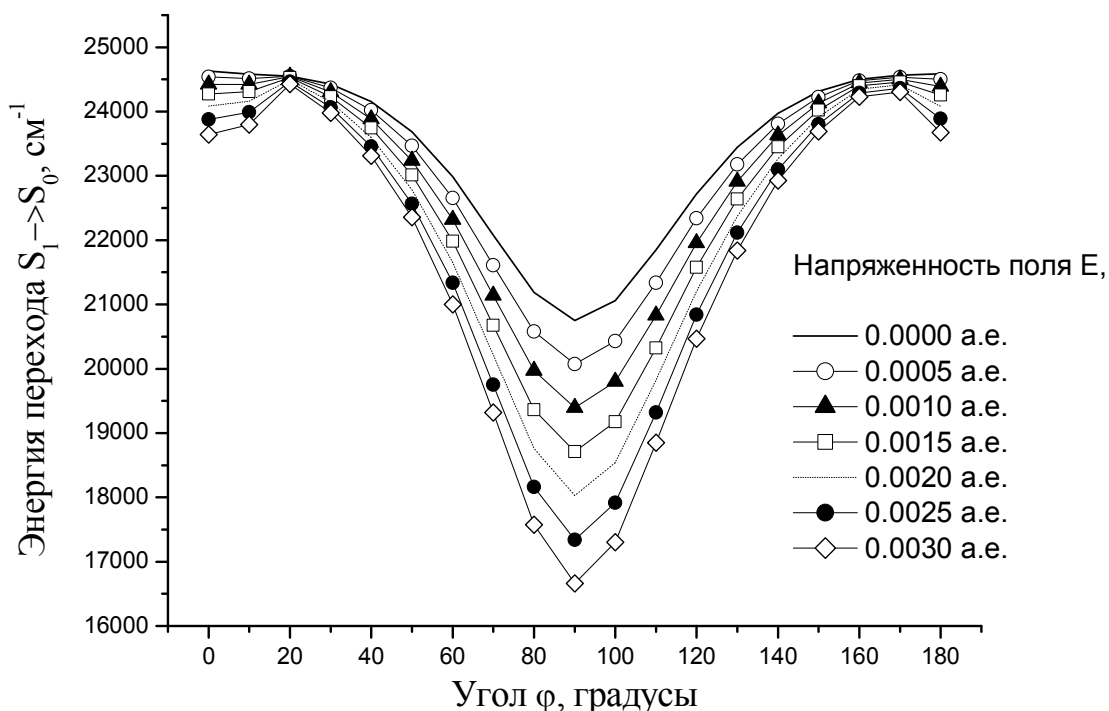


Рис.4. Зависимость энергии перехода  $S_0 \rightarrow S_1$  в молекуле ThT от двугранного угла  $\phi$  между фрагментами I и II при различных значениях напряженности внешнего однородного электрического поля  $E$ . Поле  $E$  направлено вдоль вектора изменения дипольного момента при переходе  $S_0 \rightarrow S_1$ . Геометрия рассчитывалась методом RHF/3-21G, энергия перехода – INDO/S.

Работа была выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (гранты Ф09МС-046, Ф10Р-233, Х10Р-227, Ф09-028).

С использованием методов фемтосекундной кинетической абсорбционной спектроскопии изучена кинетика дезактивации возбужденного состояния молекулы тиофлавина Т (ThT) в маловязких растворителях. Показано, что в возбужденном состоянии ThT происходит внутримолекулярный перенос заряда между ароматическими фрагментами молекулы с образованием нефлуоресцирующего ТІСТ-состояния. Скорость процесса переноса заряда в ThT существенно зависит как от вязкостных, так и от полярных свойств растворителя.

#### Литература

- [1] LeVine H. III // Protein Science.- 1993.- V. 2.- P. 404.
- [2] Stsiapura V.I. et al. // J. Phys. Chem. B.- 2008.- V.112.- P.15893
- [3] Stsiapura V.I. et al. // J. Phys. Chem. A.- 2010.- V. 114.- P.8345.
- [4] Блохин А.П. и др. // ЖПС.- 2003.- Т.70.- С. 66-70.
- [5] Stsiapura V.I. et al. // J. Phys. Chem. A.- 2007.- V. 111.- P.4829.

## **ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЧВЫ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОГО НАЗНАЧЕНИЯ**

*Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68  
belkov@imaph.bas-net.by*

В последнее десятилетие интенсивно развиваются лазерные методы, главным образом, лазерный спектральный анализ химсостава почвы. В области точного земледелия и агрохимии возможности этого метода перспективны для количественного определения углерода, характеризующего содержание гумуса в почве, а также ряда питательных элементов и токсинов. При этом важны такие факторы лазерного метода как упрощенная (минимальная) подготовка проб к анализу, экспрессность получения и обработки результатов (в режиме реального времени), on-line возможность их дистанционной передачи для анализа, картографирования и архивирования в центре коллективного пользования, реальные перспективы определения химсостава почвы непосредственно в полевых условиях. Работы в данном направлении особенно активно проводятся в США.

В связи со сложностью валового состава почвы надежный анализ ее, как правило, осуществляется при калибровке аппаратных комплексов с помощью сертифицированных образцов (эталонов). Комплектность эталонов может различаться даже при решении однотипной задачи в зависимости от матричного состава подлежащих анализу объектов. Например, определение углерода в черноземных и суглинистых почвах, в каменистых и торфянистых породах не может быть решено по единым сертифицированным образцам. Специфично создание эталонов для определения питательных элементов и токсинов.

В работе проведено сопоставление практического применения лазерного спектрального анализа и других используемых методов для контроля состава почвы на содержание основных компонентов, питательных и токсичных элементов. Применение совокупности методов определения углерода (общего, органического, неорганического) в почве и сравнение их результатов показало, что фактически содержание гумуса, оцениваемое в агрохимической практике по традиционно применяемому химическому методу окисления углерода дихроматом калия (основной и единственный пока метод в агрохимических центрах Беларуси), требует заметной корректировки результатов с учетом факта возможного неполного окисления органики. Для культивируемых земельных участков единого генезиса содержание неорганического углерода мало различается и ограничено единицами процентов.

Метод лазерного спектрального анализа для нахождения концентрации углерода был применен в двух вариантах. В одном из них для атомизации и возбуждения вещества

применялось сочетание лазерного излучения и импульсного электрического разряда, и аналитическая линия бралась в ближней ИК-области спектра (СІ 833,5 нм). Другой вариант процедуры заключался в использовании метода сдвоенных лазерных импульсов, и в качестве аналитической была выбрана спектральная линия СІ 247,8 нм.

При использовании лазерного метода весьма упрощена подготовка проб, получение и обработка результатов осуществляется в режиме реального времени, тем самым возможен экспрессный анализ большого количества образцов. Реально создание мобильных спектрометров вплоть до полевых вариантов. Принципиально возможен и апробирован безэталонный анализ. Этот комплекс преимуществ особенно важен при решении задач почвоведения.

Набор образцов почвы для лазерных и др. сопоставительных исследований был взят из опытных участков Центрального ботанического сада НАН Беларуси. Преимущественно эти участки предназначены для систематики сельскохозяйственных растений, культивирования полезных пород флоры. Некоторые культуры представляют интерес в качестве лекарственных средств, другие – в качестве продовольственных видов растений. При этом основная цель ботаников – создание пригодной среды обитания растений, акклиматизация их к местным условиям. Кроме того, часть образцов была предоставлена Минским областным ПИУП «Миноблагрохимизация» Комитета по сельскому хозяйству и продовольствию Миноблисполкома. Эти образцы представляют собой конкретные фрагменты почвы сельхозугодий, систематически отобранные для периодического картографирования динамики их плодородия.

Пробы почвы гомогенизировались и прессовались в форме таблеток с помощью простейшего устройства (давление 200-250 атмосфер), применимого как в лабораторных, так и в полевых условиях. Размер таблеток: диаметр 17 мм, толщина 4-5 мм. Таблетки могли использоваться в качестве объекта для анализа сразу же и сохраняли свои свойства при консервации. Спустя 30 дней, практически для всех эталонных образцов оставалось неизменным содержание углерода.

С целью исключения возможной гетерогенности изготовленных проб и снижения погрешности, измеряемые интенсивности эмиссионной аналитической линии усреднялись по 15 импульсам в различных точках таблетки. Измерялась полная интенсивность контура эмиссионной линии над уровнем фона.

Для обеспечения абляции вещества анализируемых образцов использовался лазер на алюмо-иттриевом гранате, активированном ионами неодима, который эксплуатируется при следующих условиях: Длина волны генерации – 1064 нм, энергия импульса – до 0,19 Дж, стабильность энергии –  $\pm 3\%$ , длительность импульса – 7-8 нс, расходимость пучка  $< 0,8$  мрад.

Полихроматор выполнен по вертикально-асимметричной схеме, имеющей низкий уровень рассеянного света и обеспечивающей высокое качество изображения на плоском поле. Фокусное расстояние – 380 мм. Полихроматор оснащен дифракционной решеткой – 600 штр/мм, что обеспечивает обратную линейную дисперсию – 4,3 нм/мм и одновременную регистрацию спектрального интервала – 120 нм (в первом порядке).

Эмиссионный спектр регистрируется оптическим многоканальным анализатором на основе ПЗС линейки, имеющей 2048 светочувствительных пикселей, с размерами 14x200 мкм. Оцифровку сигнала производит встроенный в контроллер 12-ти разрядный аналого-цифровой преобразователь. Область спектральной чувствительности (по уровню 0.1) – от 200 до 1060 нм.

Калибровочная зависимость строилась в координатах: относительное значение интегральной интенсивности – эталонная концентрация углерода (по данным хроматографического метода сухого сжигания). Значение невзвешенного коэффициента детерминации ( $R^2$ ), равное 0,93, следует признать достаточно удовлетворительным. Нижний предел измерения концентрации углерода, оцененный по уровню  $3\sigma/k$ , где  $\sigma$  – стандартное отклонение аналитического сигнала при нулевой концентрации измеряемого компонента,  $k$  – коэффициент наклона градуировочной прямой, равен 0,07%. В целом нужно признать весьма удовлетворительным определение углерода в почве по аналитической линии в ближней ИК-области спектра.

Несомненный интерес представляет сопоставление концентраций углерода и азота в анализируемых пробах с учетом обсуждения преимущественного наличия таких фракций гумуса как фульво и гуминовая кислоты, обладающих различной способностью к растворимости в зависимости от кислотности среды. Они, как и гумин, относятся к высокомолекулярным соединениям и их массовые числа нарастают (в порядке упоминания здесь фракций гумуса) примерно от 2000 до 300000. Усредненная химическая формула рассматривается лишь для фульвокислоты:  $C_{135}H_{182}O_{95}N_5S_2$ . Для остальных двух фракций гумуса химические формулы отсутствуют (фактически однозначно не установлены).

В наших экспериментах практически для подавляющего количества образцов указанное соотношение находится на уровне 8-11%. Например, для перегноя и обрабатываемого унавоженного участка земли, очевидно, преобладает содержание гуминовой кислоты. Под травяным покровом насыщение почвы азотом может происходить вследствие его поглощения растительностью из воздуха. В более глубоких слоях чернозема и в суглинке, вероятно, преобладают фульвокислоты.

Экспериментально установлено для исследуемых проб отношение концентраций водорода и углерода. Чем больше это отношение превышает 1:1, тем меньше ароматический характер гумусовых веществ. Фактически данные согласуются с результатами по азоту: для

образцов с низким отношением азота к углероду, ароматичность выше, больше содержание гуминовых кислот.

Существенное значение для аналитической практики эмиссионной спектроскопии имеет освоение ближнего ИК диапазона спектра. Здесь находятся доступные для анализа чувствительные спектральные линии практически важных трудновозбудимых элементов. В настоящей работе полезность привлечения этого диапазона спектра для аналитических целей получила вновь убедительное подтверждение на примере определения углерода в почве.

Для регистрации питательных и токсичных элементов использовался двухимпульсный режим абляции с регистрацией в УФ диапазоне спектра. Блок возбуждения – частотный двухимпульсный YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер с параметрами: энергия в импульсе 50 мДж, частота импульсов 10 Гц, их длительность 10 нс. Длительность интервала между импульсами составляла 8 мкс. С целью снижения погрешности из-за возможной неоднородности изготовленных проб, спектры регистрировались в 10 точках таблетки, в каждой из которых интенсивность аналитической линии суммировалась по 10 сдвоенным импульсам. При такой процедуре анализа регистрировались эмиссионные линии калия, меди, кальция и магния для всех отобранных образцов почвы, линии цинка регистрировались только для образца с наивысшим его содержанием. Линии бора и фосфора не регистрировались вследствие их низкой интенсивности и быстрого падения чувствительности используемого типа приемника при продвижении в ультрафиолетовую область.

Таким образом, на современном инструментально-методическом уровне лазерный спектральный анализ является эффективным и перспективным методом материаловедческой экспертизы почв сельскохозяйственного назначения.

Проведена лазерная экспертиза почв сельскохозяйственного назначения, продемонстрированы преимущества по сравнению с химическими методами и вариантом сухого сжигания, которые на являются доминирующими в мировой аналитической практике. Лазерный спектрометр может быть реализован в мобильном варианте с *on-line* контролем химсостава анализируемых проб, что обеспечивает перспективу его широкого внедрения и имеет экспортный потенциал.

## **ФОРМИРОВАНИЕ, СУПЕРПОЗИЦИЯ И НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ**

*Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, Беларусь*

В современной оптике большое внимание уделяется задачам формирования заданных пространственно-временных структур световых полей, что связано с перспективами прямого оптического преобразования изображений и управления характеристиками лазерного излучения. Одним из примеров таких структур являются оптические вихри (сингулярные пучки). Впервые представленное в 1974 году, данное явление в наши дни исследуется во всем мире. Интерес к изучению такого рода пучков связан с их необычными свойствами, позволяющими использовать их для оптической передачи информации, захвата и манипуляции микрообъектами, анализа турбулентных явлений в атмосфере и др. [1 – 4].

Основным свойством сингулярных световых пучков является наличие на волновом фронте особой точки – винтовой дислокации, в которой амплитуда светового поля обращается в ноль, а фаза не определена. При обходе вокруг винтовой дислокации по поверхности волнового фронта фаза изменяется на  $2\pi l$ , где  $l$  величина, называемая топологическим зарядом сингулярного пучка и являющаяся характеристикой винтовой дислокации. В зависимости от знака  $l$  винтовые дислокации разделяются на положительные (правые) и отрицательные (левые). Сингулярные световые поля (пучки с винтовой фазовой дислокацией волнового фронта) могут возникать непосредственно в лазерных резонаторах, при прохождении волны через случайно-неоднородные среды, многомодовые оптические волокна, специальные фазовые транспаранты, при дифракции на компьютерно-синтезированным голограммам и др. Для идентификации наличия фазовых дислокаций волнового фронта необходимо использовать интерференционно – голографические методы. При интерференции плоской волны и сингулярного пучка образуется характерная вилка, причем по количеству разветвлений можно определить величину топологического заряда.

В настоящей работе рассмотрены методы формирования сингулярных световых пучков с различными топологическими зарядами при использовании как стационарных компьютерно-синтезированных голограмм, так и методов динамической голографии; анализируются особенности суперпозиции и нелинейного взаимодействия сингулярных световых пучков в зависимости от величины топологического заряда.

При распространении сингулярных световых пучков с топологическим зарядом отличным от единицы имеет место их неустойчивость, проявляющаяся в распаде на несколько

пучков с единичными зарядами. Проведенные экспериментальные исследования показали, что расстояния, на которых сохраняется структура сингулярного пучка, могут существенно варьироваться в диапазоне от сантиметров до нескольких метров в зависимости от условий формирования сингулярного пучка и степени оптической однородности среды.

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования устойчивости сингулярных пучков для двух вариантов их формирования. Рис. 1, *а, б, в* иллюстрируют случай, в котором для формирования сингулярного пучка используется первый порядок дифракции ( $m = 1$ ) на специально изготовленном транспаранте, сформированном плоской волной и сингулярным пучком второго порядка ( $l = 2$ ). Зафиксированные интерферограммы показывают сохранение топологической структуры пучка на расстоянии  $L \leq 1$  м. Однако в случае использования второго порядка дифракции ( $m = 2$ ) на транспаранте, сформированном плоской волной и сингулярным пучком первого порядка ( $l = 1$ ), также образуется оптический вихрь второго порядка ( $l = 2$ , Рис. 1, *з, д, е*), который, однако, оказывается неустойчивым. Интерферограммы (Рис. 1, *д, е*) иллюстрируют распад оптического вихря второго порядка ( $l = 2$ ) на два вихря первого порядка ( $l_1 = 1$  и  $l_2 = 1$ ). Снижение топологической устойчивости сингулярного пучка в последнем случае объясняется тем, что при использовании высоких порядков дифракции наряду с мультиплицированием топологического заряда, также кратно увеличиваются и шумовые компоненты дифрагированного излучения.

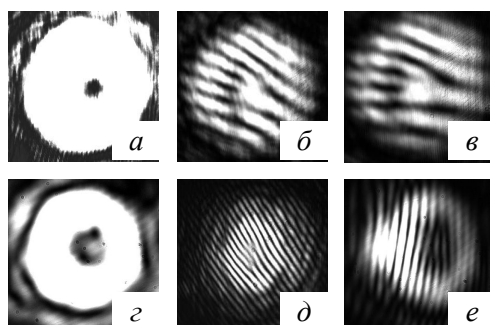


Рис. 1. Устойчивость сингулярного пучка второго порядка, полученного различными способами; *а, з* – распределения интенсивности, *б – е* – картины интерференции сингулярного пучка с плоской волной на расстояниях 0,5 (*б, д*) и 1 м (*в, е*).

Экспериментальные результаты анализа интерференционного поля при суперпозиции сингулярных пучков с различными топологическими зарядами представлены на рис. 2, *з – и*. Для исследований применялся интерферометр Маха-Цендера, в обоих плечах которого располагались оптические транспаранты. Распределения (*з – е*) получены при сведении центров пучков, а распределения (*ж – и*) при их разведении на расстояние, меньшее половины радиуса

пучка. Видно, что разведение центров пучков приводит к появлению характерных разветвлений интерференционных полос. Причем данный эффект появляется при условии одинакового топологического заряда пучков (рис. 2, ж). В последнем случае разветвления имеют противоположенные направления, так как центры каждого из сингулярных пучков попадают на пространственные области другого пучка, имеющие сдвиг фаз на  $\pi$ . На рис. 2, д, з приведены картины интерференции сингулярных пучков с противоположными зарядами  $l_1 = +1$  и  $l_2 = -1$ . Как видно, при несовпадающих центрах пучков интерференционные вилки имеют одинаковое направление. При сведении центров, наблюдается интерференционная картина, характерная для интерференции плоской волны и сингулярного пучка с зарядом  $l = 2$ , что хорошо согласуется с результатами расчета (рис. 2, б). При суперпозиции пучков с топологическими зарядами  $l_1 = +2$  и  $l_2 = +1$  (рис. 2, в, е, и), при разведенных центрах вихрей наблюдается поворот характерных разветвлений (рис. 2, е). При сведении центров сингулярных пучков интерференционная картина имеет вид, характерный для суперпозиции пучка с плоским волновым фронтом и сингулярного пучка с топологическим зарядом  $l = +1$  (рис. 2, и).

Теоретическое моделирование процессов динамического преобразования топологической структуры оптических вихрей при реализации многоволновых взаимодействий в нелинейных

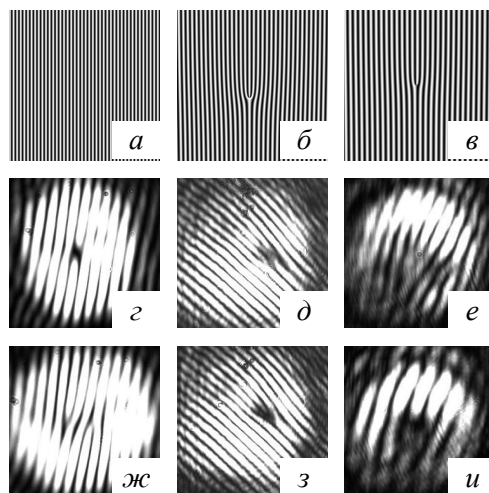


Рис. 2. Рассчитанные (а – в) и экспериментальные картины (z – и) при суперпозиции двух сингулярных пучков топологическими зарядами  $l_1 = +1, l_2 = +1$  (а, z, ж),  $l_1 = +1, l_2 = -1$  (б, д, з),  $l_1 = +2, l_2 = +1$  (в, z, и).

средах проведено на основе рассмотрения системы связанных волновых уравнений. Так, для случая частотно-невырожденного четырех- или шестиволнового взаимодействия система уравнений, описывающая формирование волны  $E_D$  на удвоенной частоте  $2\omega$  при дифракции волны  $E_2$  на динамической решетке, сформированной волнами  $E_1$  и  $E_S$  на частоте  $\omega$ , может быть записана в виде:



$$\left( \frac{\partial}{\partial z} \mp \gamma_{1,S} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik_{1,S}} \right) E_{1,S} = \frac{i2\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(\omega) E_{1,S} + \chi_{\pm 1}(\omega) E_{S,1}], \quad (1)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} \pm \gamma_{2,D} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\Delta_{\perp}}{2ik_{2,D}} \right) E_{2,D} = -\frac{i4\pi\omega}{cn_0} [\chi_0(2\omega) E_{2,D} + \chi_{\mp 1(\mp 2)}(2\omega) E_{D,2}]. \quad (2)$$

В данных уравнениях компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды  $\chi_m$  в ряд Фурье по пространственным гармоникам решетки  $\zeta = (\vec{k}_1 - \vec{k}_S) \cdot \vec{r}$  определяются спектроскопическими характеристиками резонансного перехода, термооптическими параметрами раствора красителя, частотой и интенсивностью взаимодействующих волн [5].

Частотно-невырожденное четырех- и шестиволновое взаимодействие оптических вихрей экспериментально осуществлено с использованием в качестве нелинейной среды этанольного раствора полиметинового красителя 3274U. На рис. 3 представлены результаты преобразования оптических вихрей первого (*a–в*) и второго (*г–е*) порядков, полученные при реализации невырожденного четырехволнового взаимодействия. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования системы связанных волновых уравнений (1), (2).

#### Литература

1. M.S.Soskin et al. // Opt.Comm. 2004. V.241. P.237.
2. A.Desyatnikov et al. // Physics Letters A. 2007. V.364. P.231.
3. W.Jiang, Q.Chen, Y.Zhang, G.Guo // Phys.Rev. A. 2006. V.74. P.043811.

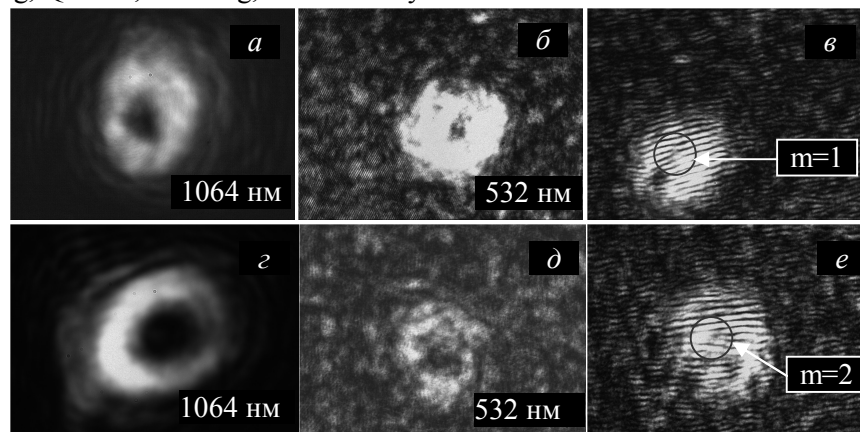


Рис. 3. Частотное преобразование оптических вихрей.

4. K.Dholakia et al. // Opt.Express 2007. V.15. P.6330.
5. А.Л.Толстик «Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений» Минск: БГУ, 2002.

**ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРИВИВОЧНАЯ ПОЛИМЕРИЗАЦИЯ  
НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ  
ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ**

*Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь.  
o.tretinnikov@ifanbel.bas-net.by*

Метод фотоиндуцированной прививочной полимеризации на поверхности полимерных материалов основан на способности некоторых молекул (фотоинициаторов) при УФ облучении отщеплять от полимера атомы водорода, создавая тем самым макрорадикалы, с которых в присутствии молекул мономера развивается рост привитых полимерных цепей. Данный метод широко используется для модификации таких свойств полимерных материалов, как адгезия, трение, износостойкость, смачивание, окрашиваемость, биоактивность и биосовместимость. При этом прививку проводят с применением исключительно ламповых источников УФ излучения. Между тем нельзя исключить, что прививочная фотополимеризация на поверхности при экспонировании лазерным излучением может иметь важные особенности и преимущества по отношению к экспонированию излучением ламповых источников.

Цель данной работы заключалась в получении и исследовании фотоиндуцированной прививочной полимеризации акриловой кислоты на поверхности полиэтилена под действием импульсного лазерного излучения.

Пленку полиэтилена (ПЭ) очищали экстракцией в аппарате Сокслета. Акриловая кислота и бензофенон имели чистоту не менее 99%. Каплю акриловой кислоты с растворенным в ней фотоинициатором (бензофенон) наносили на пленку ПЭ и накрывали второй пленкой так, чтобы капля равномерно растеклась по всей поверхности пленок. Полученный «сэндвич» помещали между кварцевыми окнами и экспонировали УФ излучением. После этого пленки промывали дистиллированной водой и сушили. В экспериментах с лазерным источником использовали излучение с длиной волны 355 нм третьей гармоники импульсного Nd:YAG лазера LQ929. Энергия импульса составляла 320 мДж, длительность – 11 нс, частота следования – 10 Гц. В экспериментах с ламповым источником использовали две ртутные лампы ДРТ-400. Излучение на линии 365 нм выделяли с помощью полосового фильтра УФС-6. ИК спектры МНПВО регистрировали на Фурье-спектрометре Nexus 670 с помощью приставки Smart ARK с кристаллом ZnSe-45°. Углы смачивания измеряли проекционным методом.

На рис. 1 показаны ИК спектры МНПВО исходной пленки ПЭ и пленок ПЭ, модифицированных лазерно-индуцированной прививочной полимеризацией акриловой кислоты при продолжительности лазерного облучения 0,5 и 2 с и плотности энергии импульса

410 мДж/см<sup>2</sup>. Спектр исходной пленки содержит дуплетную полосу поглощения ПЭ с максимумами при 1464 и 1475 см<sup>-1</sup>. Модификация пленки прививочной полимеризацией приводит к появлению полос поглощения полиакриловой кислоты при 1712, 1248, 1174, 910 и 806 см<sup>-1</sup>, что свидетельствует об образовании поверхностно-привитого полимера. При увеличении времени экспонирования от 0.5 до 2 с интенсивность полос ПАК по отношению к интенсивности полос ПЭ возрастает в результате роста количества привитого полимера.

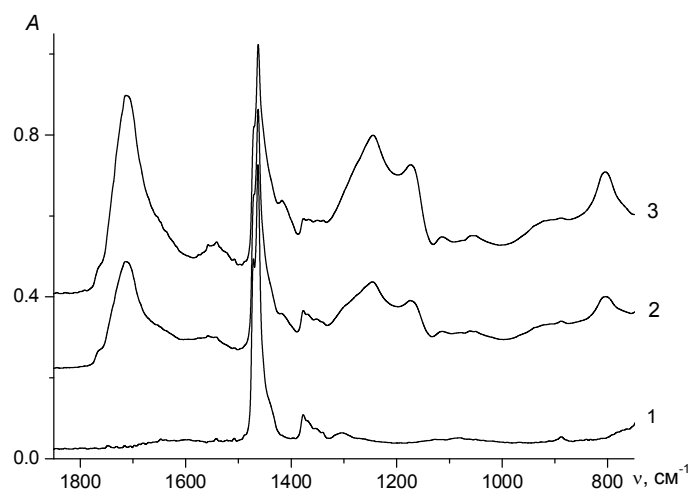


Рис. 1. ИК спектры МНПВО исходной пленки ПЭ (1) и пленок ПЭ модифицированных прививочной полимеризацией акриловой кислоты при импульсном лазерном облучении в течение: 0.5 (2) и 2 с (3). Плотность энергии импульса 410 мДж/см<sup>2</sup>.

На рис. 2 показаны зависимости количества привитого полимера ( $G$ ) и краевого угла смачивания для воды ( $\theta$ ) на поверхности пленок ПЭ от времени экспонирования УФ излучением лазерного и лампового источников. Количество привитого полимера определяли в относительных единицах из ИК спектров МНПВО по формуле  $G = A_{1712}/(A_{1712}+A_{1464})$ , где  $A_{1712}$  и  $A_{1464}$  – интенсивность полосы ПАК при 1712 см<sup>-1</sup> и полосы ПЭ при 1464 см<sup>-1</sup>. Видно (рис. 2а), что при лазерной полимеризации основное количество привитого полимера образуется в течение 1-й секунды УФ облучения. При этом угол смачивания снижается с 93 до 46°, что обусловлено образованием на гидрофобной поверхности ПЭ привитых цепей гидрофильной ПАК. При ламповом облучении (рис. 2б) образование привитого полимера протекает в 100 раз медленнее, чем при лазерном облучении. Интересно, что максимальный выход привитого полимера, достигаемый за счет увеличения времени УФ экспонирования, при облучении лампой существенно больше, чем при облучении лазером ( $G \approx 0,60$  и  $0,46$ , соответственно). При этом улучшение смачивания поверхности водой (снижение  $\theta$ ) для прививки лампой

существенно меньше, чем для прививки лазером ( $\theta = 55$  и  $39^\circ$ , соответственно). То есть лазер по отношению к лампе дает большее улучшение смачивания при меньшем количестве привитого полимера. Это означает, что при лазерном воздействии привитой полимер образуется в большей степени непосредственно на поверхности и покрывает ее равномерно, а при ламповом облучении, наоборот, прививка в большей степени затрагивает приповерхностные области и имеет неоднородный характер.

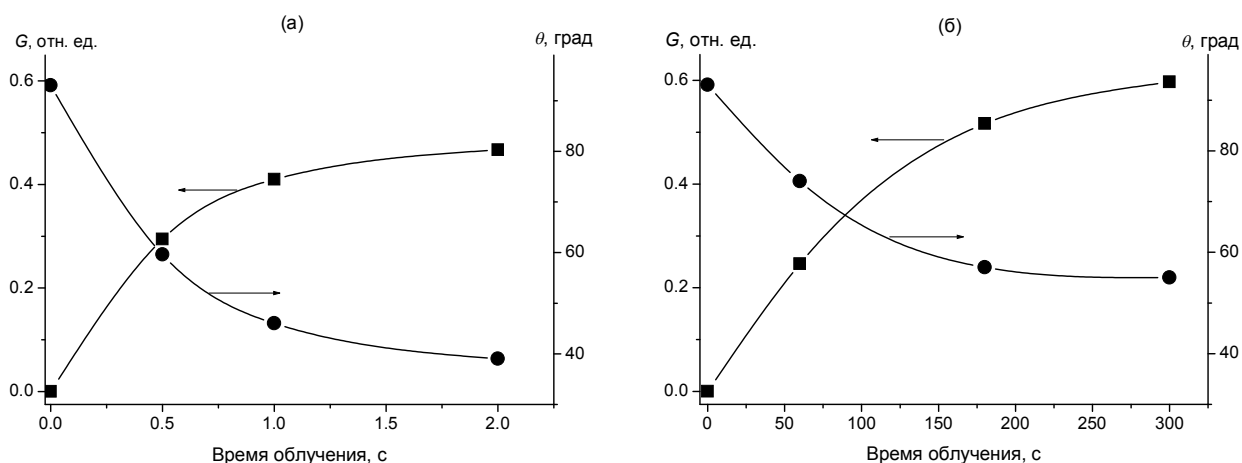


Рис. 2. Зависимость количества привитого полимера ( $G$ ) и краевого угла смачивания для воды ( $\theta$ ) на поверхности пленок ПЭ модифицированных фотоиндуцированной прививочной полимеризацией акриловой кислоты от времени экспонирования УФ излучением лазерного (а) и лампового источников (б).

Для выяснения влияния интенсивности лазерного излучения на эффективность фотополимеризации была исследована зависимость количества привитого полимера от плотности энергии лазерного импульса ( $E$ ) в диапазоне  $E \sim 10-10^3$  мДж/см<sup>2</sup> при длительности облучения 1 с (т.е. при экспонировании образца 10 импульсами с длительностью 11 нс и частотой следования 10 Гц). На рис. 3 показаны ИК спектры МНПВО пленок ПЭ, модифицированных прививкой ПАК при  $E = 50, 410$  и  $1630$  мДж/см<sup>2</sup>. Видно, что существенная прививка имеет место только при  $E = 410$  мДж/см<sup>2</sup>. Зависимость количества привитого полимера ( $G$ ) от  $E$  показана на рис. 4. Видно, что при  $E < 30$  мДж/см<sup>2</sup> привитой полимер не образуется. При увеличении  $E$  за пределы данного порогового значения выход привитого полимера сначала быстро возрастает, достигая максимума при  $E \approx 300-400$  мДж/см<sup>2</sup>, а затем быстро уменьшается, стремясь к нулю в области  $E \approx 1000-2000$  мДж/см<sup>2</sup>. Прививочная полимеризация инициируется за счет отрыва атомов водорода от макромолекул субстратного полимера под действием фотовозбужденных в триплетное состояние молекул бензофенона. Поэтому рост эффективности реакции при увеличении  $E$  в диапазоне 30-300 мДж/см<sup>2</sup>

объясняется увеличением концентрации возбужденных молекул фотоинициатора. Резкое снижение эффективности реакции при увеличении  $E$  в диапазоне 400-2000 мДж/см<sup>2</sup> следует объяснить быстрым нарастанием процессов распада триплетных состояний фотоинициатора в результате триплет-триплетной аннигиляции и/или двухфотонной ионизации.

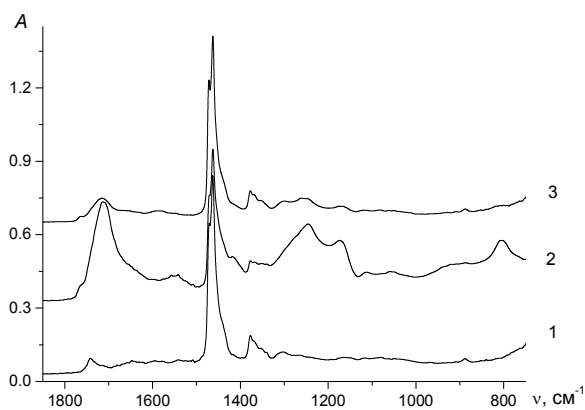


Рис. 3. ИК спектры МНПВО пленок ПЭ модифицированных фотоиндуцированной прививочной полимеризацией акриловой кислоты при лазерном облучении с плотностью энергии лазерного импульса 50 (1), 410 (2) и 1630 мДж/см<sup>2</sup> (3) в течение 1с.

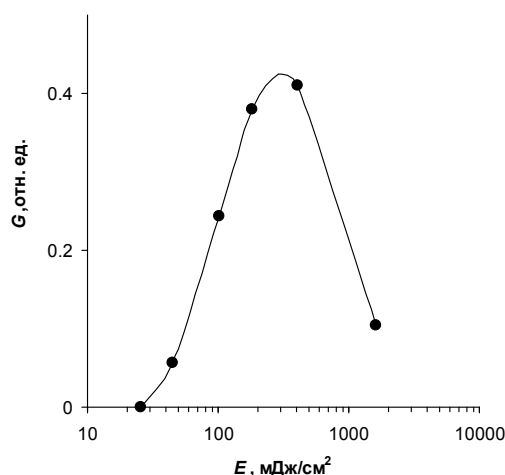


Рис. 4. Зависимость количества привитого полимера ( $G$ ) от плотности энергии лазерного импульса ( $E$ ) при длительности облучения 1 с.

По отношению к излучению ламповых источников, применение импульсного лазерного излучения позволяет на два порядка уменьшить продолжительность фотоиндуцированной прививочной полимеризации, снизить распространение процесса прививки от поверхности в глубь субстратного полимера и получить более равномерное покрытие поверхности привитым полимером. Сильная нелинейная зависимость выхода привитого полимера от плотности энергии лазерного излучения открывает возможности для преодоления дифракционного предела при решении задач получения прививки на участках поверхности субмикронных размеров. В последующем представляет интерес изучить лазерную прививку при частотах следования импульсов лазерного излучения  $\gg 10$  Гц. Не исключено, что это позволит получить эффективную модификацию поверхности привитым полимером за время лазерного экспонирования  $\leq 0.1$  с.

## ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ МОЛЕКУЛ ТРИМЕТИЛ[(3-ИНДОЛ)ЭТОКСИ]СИЛАНА, ОХЛАЖДЕННЫХ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
poved@imaph.bas-net.by*

**Введение.** Слабые внутри- и межмолекулярные взаимодействия между атомом водорода (связанным с одним из электроотрицательных атомов С, О или N) и  $\pi$ -электронным облаком ароматического кольца молекулы представляют интерес при изучении пространственных структур нежестких молекул и образовании ван-дер-ваальсовых комплексов в биосистемах.

В настоящей работе изучены пространственные структуры молекул триметил[(3-индол)этокси]силана (ТИЭС), охлажденных в сверхзвуковой струе гелия, рассмотрено влияние внутримолекулярной водородной связи на энергию стабилизации конформеров молекулы.

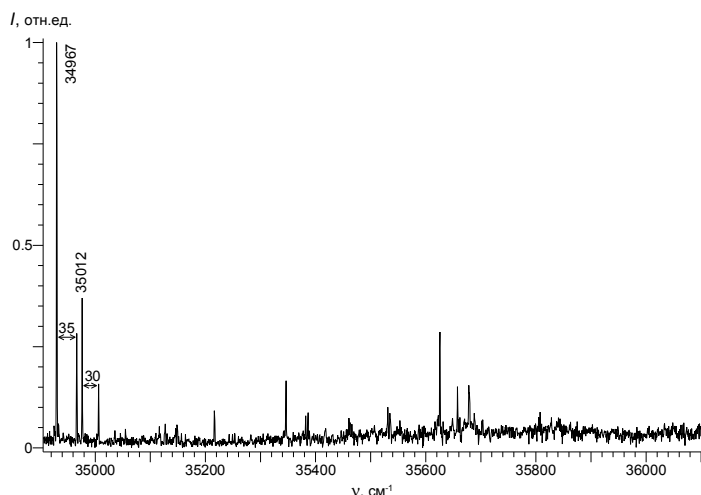


Рис. 1. Спектр возбуждения флуоресценции струйно охлажденных молекул ТИЭС. Давление гелия 2 атм, температура паров 363 К

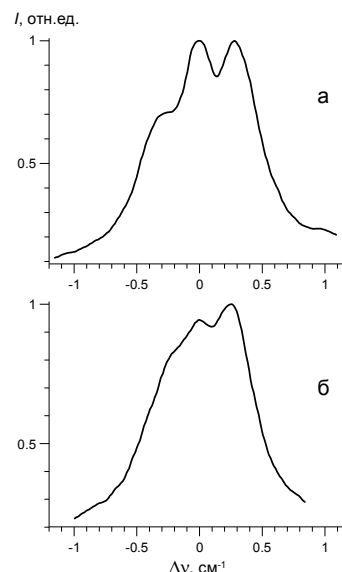


Рис. 2. Вращательные контуры полос чисто электронных переходов струйно охлажденных молекул ТИЭС: а –  $\nu_0^0=34967 \text{ см}^{-1}$ ; б –  $\nu_0^0=35012 \text{ см}^{-1}$ . Давление гелия 2 атм, температура паров 363 К

**Результаты эксперимента.** Измерения спектров возбуждения флуоресценции и флуоресценции выполнены с использованием автоматизированного спектрометрического комплекса, описанного в [1]. Электронный спектр возбуждения флуоресценции струйно

охлажденных молекул ТИЭС представлен на рис. 1. Наиболее интенсивная и самая длинноволновая полоса в спектре с частотой  $34967\text{ см}^{-1}$  отнесена к чисто электронному переходу ( $\nu_0^0$ ) молекул. Последующие три интенсивные полосы в спектре возбуждения флуоресценции расположены вблизи  $\nu_0^0$  с частотами  $35002$ ,  $35012$  и  $35042\text{ см}^{-1}$ . Близкое расположение полос указывает на жесткость структуры молекулы и на возможное проявление неидентичных пространственных структур цепочки атомов, присоединенной к молекулярному остову индола в третьем положении. Структуры, соответствующие минимумам потенциальной энергии молекулы, образуются в результате поворота на углы  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\theta_3$  отдельных групп цепочки вокруг одинарных связей (см. рис. 1). Они могут быть зарегистрированы в условиях сверхзвукового охлаждения.

Отнесение полос спектра возбуждения флуоресценции (рис. 1) к индивидуальным конформерам требует проведения анализа многих спектральных характеристик. В этой связи зарегистрированы формы вращательных контуров четырех низкочастотных полос спектра возбуждения со спектральным разрешением  $0,08\text{ см}^{-1}$ . Во вращательном контуре полосы с частотой  $34967\text{ см}^{-1}$  (рис. 2, а) четко проявляются *P*-, *Q*- и *R*-ветви. Полуширина контура составляет  $1\text{ см}^{-1}$ , а рассчитанная вращательная температура  $12\text{ К}$ . Аналогична приведенной и форма вращательного контура полосы с частотой  $35002\text{ см}^{-1}$ . Вращательный контур полосы с частотой  $35012\text{ см}^{-1}$  более размыт, интенсивность *Q*-ветви ниже при сравнимых полуширинах (рис. 2, б). Форма вращательного контура полосы с максимумом  $35042\text{ см}^{-1}$  оказалась аналогичной представленной на рис. 2, б. Таким образом, анализ зарегистрированных контуров полос позволяет сделать вывод о наличии двух конформеров молекулы ТИЭС. Частоты чисто электронных переходов структур составляют  $34967$  и  $35012\text{ см}^{-1}$  с низкочастотными нормальными колебаниями в  $S_1$  состоянии, равными  $35$  и  $30\text{ см}^{-1}$  соответственно (см. рис. 1).

Информация об оптимизированных молекулярных структурах ТИЭС получена путем квантово-химических расчетов методами MP2 и DFT. MP2- метод расчета дает шесть равновесных структур **I-VI** (рис. 3), а DFT – 5. В соответствии с MP2 пространственные структуры можно свести к трем типам в зависимости от относительного положения группы  $\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ : вытянутые структуры **V**, **VI** (группа удалена от индольного хромофора), структуры **I**, **IV** (группа повернута к индольному хромофору) и структуры **II**, **III** (группа повернута от хромофора). Для каждой перечисленной пары структур  $\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ -группа занимает двоякое положение. Потенциальные энергии локальных минимумов рассчитанных этим методом структур в порядке возрастания равны  $0$  (**I**),  $332$  (**II**),  $357$  (**III**),  $1411$  (**IV**),  $1602$  (**V**) и  $1962\text{ см}^{-1}$  (**VI**). DFT-метод даёт наименьшую энергию для вытянутой структуры **V**. MP2 метод корректно учитывает дисперсионные взаимодействия [2]. В силу того, что  $\text{C-H}\cdots\pi$  связь характеризуется преимущественно дисперсионной энергией связи, в работе за основу приняты результаты

расчета MP2 методом.

Относительные заселенности  $n_i/n_1$  для двух уровней  $E_i$  и  $E_1$  при температуре 363 К, соответствующей температуре газов в предвыпускной камере, описываются функцией Больцмана. Для рассчитанных нами конформеров  $n_i/n_1 = 1, 0,30, 0,19, 0,005, 0,003$  и  $0,0005$ . Таким образом, надёжно регистрируемую интенсивность в спектре возбуждения флуоресценции могут иметь лишь конформеры **I – III**.

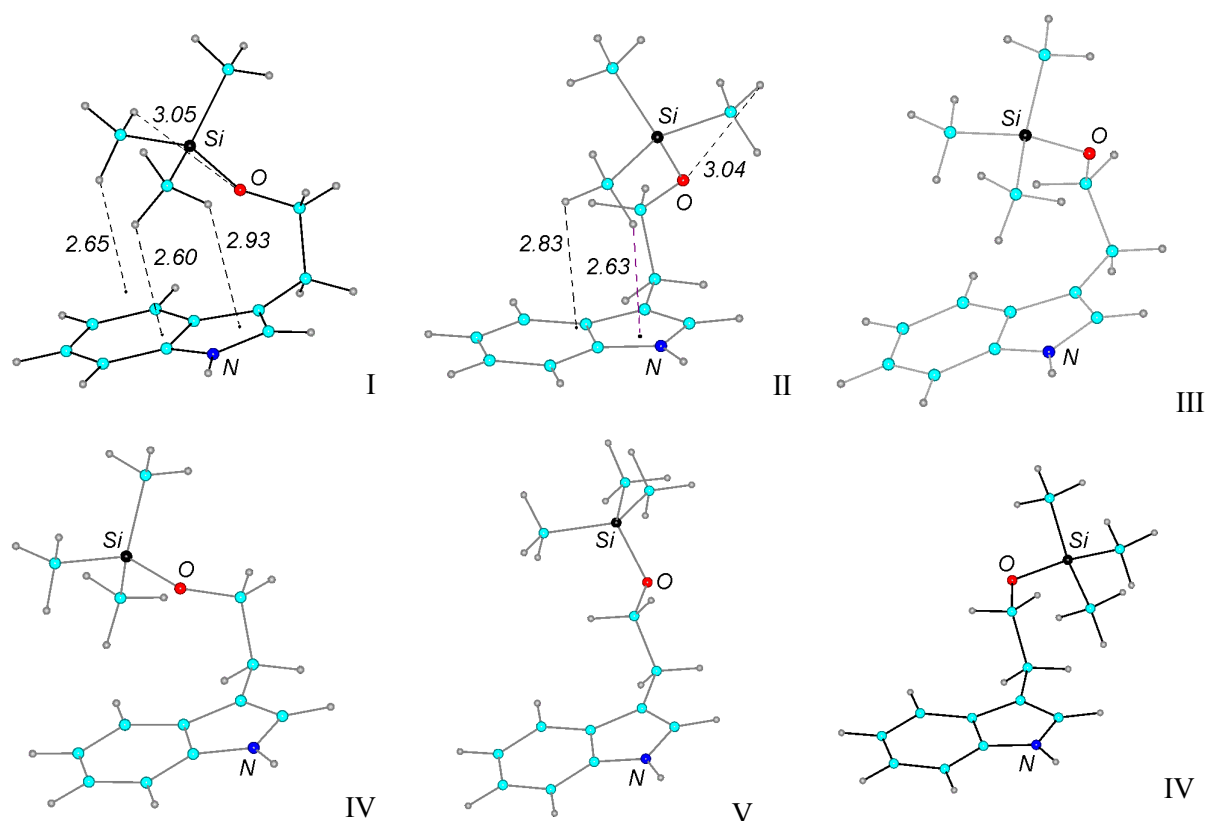


Рис. 3. Пространственные структуры (I-VI) равновесных конфигураций молекулы ТИЭС. Цифры на структурах I, II указывают расстояния в Å между атомами Н и О, а также между атомом Н и  $\pi$ -электронным облаком, вступившими в водородные связи

Конформеры **II** и **III** различаются лишь поворотом  $\theta_2$  на  $14.16^\circ$  и положением  $\text{CH}_3$ -групп над поверхностью индольного кольца. Рассчитанный потенциальный барьер перехода конформера **III** в конформер **II** составляет  $1083 \text{ см}^{-1}$ . Из работы [3] следует, что если соседние локальные минимумы разделены потенциальным барьером внутреннего вращения с энергией, превышающей  $1000 \text{ см}^{-1}$ , то в процессе охлаждения таких молекул в сверхзвуковой струе барьер не преодолевается (в противном случае молекулы «скатываются» ближе к глобальному минимуму энергии). Однако в рассматриваемом случае указанный переход состоит из двух преобразований  $\theta_2$  и  $\theta_3$ , потенциальный барьер для каждого из которых  $<1000 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому переход структуры **III** в структуру **II** при охлаждении в сверхзвуковой струе вполне возможен.

Идентификация конформеров **I** и **II** проведена сравнением экспериментальных и



рассчитанных частот колебаний для основного  $S_0$ -состояния молекулы. Зарегистрированы спектры флуоресценции при возбуждении излучением частоты чисто электронного перехода конформеров со спектральным разрешением  $9 \text{ см}^{-1}$  (рис. 4, а) и  $19 \text{ см}^{-1}$  (рис. 4, б). Как видно, наименьшие частоты нормальных колебаний равны  $43$  и  $35 \text{ см}^{-1}$  при возбуждении излучением частоты  $34967$  и  $35012 \text{ см}^{-1}$ . Рассчитанные частоты низкочастотных колебаний, являющихся кручением цепочки в 3-м положении, составляют  $52 \text{ см}^{-1}$  для структуры **I** и  $39 \text{ см}^{-1}$  для структуры **II**.

Проведён расчёт методом GUGA ориентации дипольного момента перехода относительно осей главных моментов инерции конформеров  $I_A, I_B, I_C$ . Получены значения проекций единичного вектора  $\mathbf{d}$  дипольного момента перехода на оси  $I_A, I_B, I_C$ , равные  $0,807, -1,116, -1,531$  соответственно для конформера **I**, и  $0,340, 0,656, 1,940$  для конформера **II**.

Интенсивность  $Q$ -ветви при произвольной ориентации совпадающих по направлению поглощающего и излучающего осцилляторов определяется соотношением

$$I_Q = I_Q^A \cdot d_A^2 + I_Q^C \cdot d_C^2,$$

где  $d_A$  и  $d_C$  – проекции единичного вектора  $\mathbf{d}$  на оси  $I_A$  и  $I_C$ ;  $I_Q^A$  и  $I_Q^C$  – рассчитанные интенсивности  $Q$ -ветви конформера при совпадении ориентации вектора  $\mathbf{d}$  с осью  $I_A$  или  $I_C$  [4]. Интенсивности  $Q$ -ветви конформеров **I** и **II** соотносятся как  $0.13:0.052$ , что согласуется с данными эксперимента для переходов с частотами  $\nu_0^0 = 34967$  и  $35012 \text{ см}^{-1}$ .

**Закключение.** Проведены экспериментальные и теоретические исследования конформеров триметил[(3-индол)этокси]силана, охлаждённых в сверхзвуковой струе. Из анализа полученных результатов следует, что наименьшей энергией обладают конформеры со скрученной структурой **I** и **II**, а не с выпрямленной структурой **V**. К снижению энергии стабилизации структуры **I** и **II** приводит наличие внутримолекулярных водородных связей, которые образуются между атомом водорода метильной группы и атомом кислорода, а также неклассическая водородная связь между атомами водорода метильных групп и  $\pi$ -электронным облаком индольного хромофора. Подтверждением наличия внутримолекулярной водородной связи

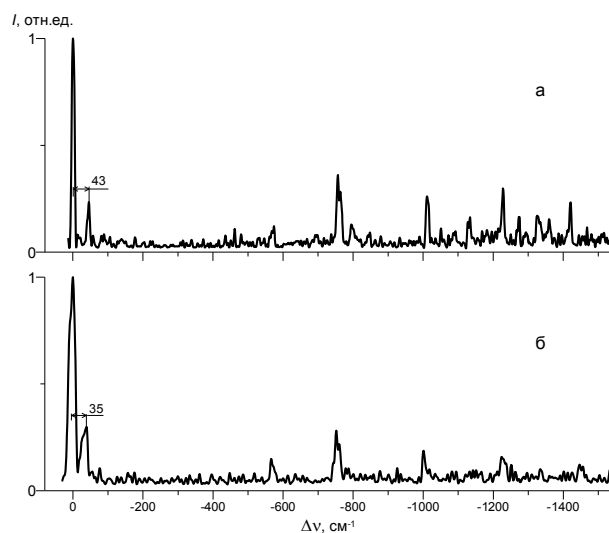


Рис. 4. Спектры флуоресценции струйно охлажденных молекул ТИЭС при возбуждении частотой: а –  $34967 \text{ см}^{-1}$ ; б –  $35012 \text{ см}^{-1}$ . Спектральное разрешение: а –  $9 \text{ см}^{-1}$ , б –  $19 \text{ см}^{-1}$ , давление гелия 2 атм, температура паров  $393 \text{ К}$

служит большая величина низкочастотного колебания структуры **I** по сравнению с частотой менее скрученной структуры **II**.

Проведен анализ пространственных структур молекул триметил[(3-индол)этокси]силана, охлажденных в сверхзвуковой струе гелия. Теоретически получены шесть возможных конформеров молекулы, экспериментально обнаружены лишь две формы. Наименьшей энергией обладают скрученные структуры, что обусловлено наличием внутримолекулярных водородных связей  $C-H \cdots O \overset{Si}{\lt}$  и  $C-H \cdots \pi$  между атомами водорода метильных групп и атомом кислорода, а также  $\pi$ -электронным облаком индольного кольца.

Литература

1. Borisevich N.A., Povedailo V.A., Tselesh E.E., Yakovlev D.L. // Proc. SPIE-2007-V. 6727.- P. 6727OR-1 – 6727OR-6.
2. Morgan P.J., Alvarez-Valtierra L., Pretz D.W. // J. Phys. Chem. A.-2009.-V. 113.- P. 5981-5987.
3. Godfrey P.D., Brown R.D. // J. Am. Chem. Soc.-1998.- V. 120.- P. 10724-10732.
4. Tolkachev V.A., Polubisok S.A. // Spectr. Lett.- 1995.-V. 28.- P. 441–450.

## ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ КОМПЛЕКСЫ КАРБАЗОЛА И ПРОИЗВОДНЫХ ИНДОЛА, ОХЛАЖДЕННЫЕ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
poved@imaph.bas-net.by

**Введение.** В комплексах, включающих молекулу индола, нековалентные межмолекулярные взаимодействия обусловлены наличием двух различающихся центров образования связей: водородной связи посредством иминной ( $>N-H$ ) группы и ван-дер-ваальсовой связи, включающей  $\pi$ -электронную систему сопряжения.

В настоящей работе проведены исследования пространственных структур комплексов карбазола с одной молекулой производных индола (индол, 1-метилиндол, 3-метилиндол), охлажденных в сверхзвуковой струе гелия.

**Результаты и их обсуждение.** Измерения спектров возбуждения флуоресценции выполнены на автоматизированном спектрометрическом комплексе, описанном в [1]. Равновесные структуры комплексов в основном состоянии рассчитывались с использованием программы *PC GAMESS/Firefly* [2]. На рис. 1а представлен спектр возбуждения флуоресценции струйно охлажденных комплексов карбазола с одной молекулой 1-метилиндола. Самая длинноволновая полоса в спектре комплекса отнесена к частоте чисто электронного перехода  $\nu_0^0 = 30187 \text{ см}^{-1}$ . Одной из причин низкой интенсивности начальной линии в спектре возбуждения флуоресценции является нежесткость структуры, у которой при электронном возбуждении существенно изменяется конфигурация [3]. Другой причиной проявления такого спектра может быть наличие пространственных изомеров комплекса, образующихся в сверхзвуковой струе. На рис. 2а представлен вращательный контур

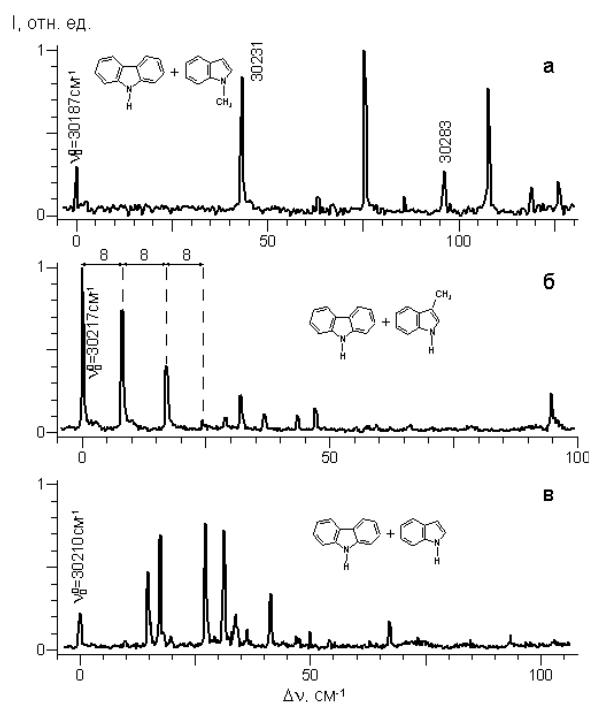


Рис. 1. Спектры возбуждения флуоресценции струйно охлажденных комплексов карбазола с одной молекулой: а – 1-метилиндола, б – 3-метилиндола, в – индола. Спектры приведены относительно частот чисто электронных переходов комплексов

(1) наиболее длинноволновой полосы ( $\nu_0^0=30187 \text{ см}^{-1}$ ). Оценка вращательной температуры, производившаяся сопоставлением полуширин наблюдаемого и теоретически рассчитанного контуров [4], дала величину 9 К.

На рис. 2а представлен также вращательный контур полосы спектра возбуждения флуоресценции комплекса карбазол-(1-метилиндола)<sub>1</sub> с частотой максимума  $30231 \text{ см}^{-1}$  (2). Полуширина контура полосы составляет  $0,61 \text{ см}^{-1}$ , а рассчитанная вращательная температура равна 4.7 К. Аналогичные характеристики имеет и вращательный контур полосы с частотой максимума  $30262 \text{ см}^{-1}$ . Сходство формы вращательных контуров полос спектра возбуждения флуоресценции указывает на принадлежность двух линий одной и той же пространственной структуре комплекса.

Более сложную форму имеет вращательный контур полосы спектра возбуждения флуоресценции с частотой максимума  $30283 \text{ см}^{-1}$  (рис. 2а, 3). Полуширина контура составляет  $0,61 \text{ см}^{-1}$ , а рассчитанная вращательная температура равна 4.7 К. Близкую (3) форму имеют вращательные контуры полос с частотами максимумов, равными  $30294$  и  $30305 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, можно говорить о наличии трех пространственных структур комплекса карбазола с одной молекулой 1-метилиндола, имеющих чисто электронные переходы с частотами  $30187$ ,  $30231$  и  $30283 \text{ см}^{-1}$ , проявляющимися в спектре возбуждения флуоресценции.

На рис. 1б представлен спектр возбуждения флуоресценции струйно охлажденных комплексов карбазола с одной молекулой 3-метилиндола. В отличие от спектра рис. 1а, рассматриваемый спектр характеризуется интенсивной низкочастотной полосой, которая отнесена к частоте чисто электронного перехода комплекса. Вблизи частоты  $\nu_0^0=30217 \text{ см}^{-1}$  в области более высоких энергий зарегистрированы убывающие по интенсивности полосы, расположенные на эквидистантных расстояниях (8; 16; 24;  $32 \text{ см}^{-1}$ ). Вращательный контур полосы, соответствующий частоте  $\nu_0^0=30217 \text{ см}^{-1}$  (рис. 1б), представлен на рис. 2б. Форма

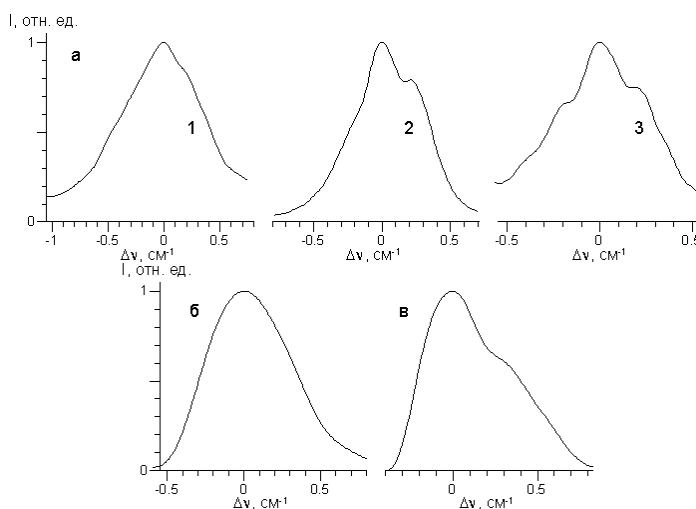


Рис. 2. Вращательные контуры полос чисто электронных переходов  $S_0-S_1$  струйно охлажденных комплексов карбазола с одной молекулой: а – 1-метилиндола,  $1-\nu_0^0=30187$ ,  $2-\nu_0^0=30231$ ,  $3-\nu_0^0=30283 \text{ см}^{-1}$ ; б – 3-метилиндола,  $\nu_0^0=30217 \text{ см}^{-1}$ ; в – индола,  $\nu_0^0=30210 \text{ см}^{-1}$

вращательных контуров остальных полос спектра рис. 1б оказалась аналогичной форме рис. 2б. Идентичность формы вращательных контуров полос служит дополнительным подтверждением принадлежности полос в спектре одному изомеру комплекса карбазол – (3-метилиндол)<sub>1</sub>.

На рис. 1в представлен спектр возбуждения флуоресценции струйно охлажденных комплексов карбазола с одной молекулой индола. Наиболее длинноволновая полоса в спектре возбуждения флуоресценции отнесена к частоте чисто электронного перехода комплекса, смещена в низкочастотную

область на  $599 \text{ см}^{-1}$  и составляет величину  $\nu_0^0=30210 \text{ см}^{-1}$ .

Вращательный контур полосы чисто электронного перехода ( $\nu_0^0=30210 \text{ см}^{-1}$ )

**Геометрические параметры ( $d_1, d_2, \alpha_1, \alpha_2$ ) и энергии связей ( $E_{cv}, E_{cv}^{BSSE}$ ) равновесных конфигураций пространственных структур комплекса карбазол-(индол)<sub>1</sub>**

	$d_1, \text{Å}$	$d_2, \text{Å}$	$\alpha_1, \text{град}$	$\alpha_2, \text{град}$	$E_{cv}, \text{кДж/моль}$	$E_{cv}^{BSSE}, \text{кДж/моль}$
Структура I	2.71	2.53	13.6	23	78.57	43.38
Структура II	2.85	2.79	11.6	20.2	71.47	38.40
Структура III	2.74	3.02	13.2	14.6	72.04	35.49

комплекса представлен на рис. 2в, рассчитанная вращательная температура равна 3.7 К. Аналогичные формы имеют и другие электронно-колебательные полосы спектра возбуждения флуоресценции. Однако общий вид самого спектра возбуждения флуоресценции, аномальное смещение спектра относительно  $\nu_0^0$  карбазола позволяют предположить регистрацию в спектре при струйном охлаждении более чем одной изомерной структуры комплекса карбазол-(индол)<sub>1</sub>.

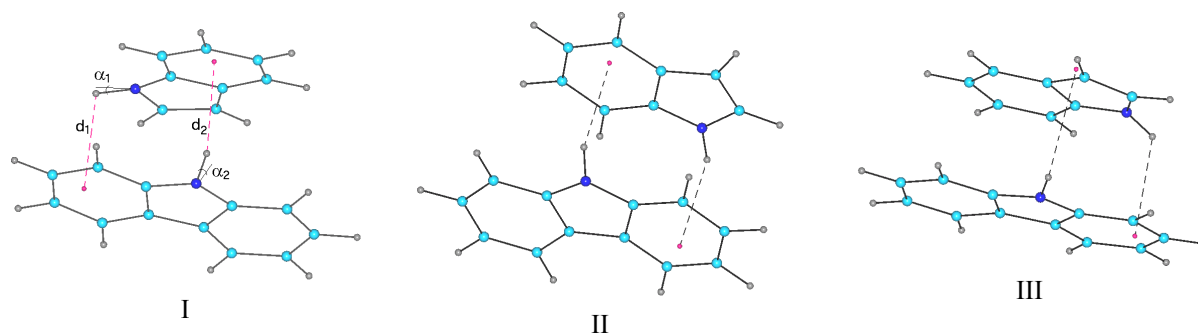


Рис. 3. Рассчитанные пространственные структуры (I-III) равновесных конфигураций комплекса карбазол-(индол)<sub>1</sub>

Изомеры комплекса были изучены в рамках теории возмущения Мюллера-Плессета второго порядка (MP2) в базисе *cc-pvDZ* (*aug-ccpVDZ* для атома N). Получены три равновесные структуры комплекса карбазол-(индол)<sub>1</sub>, которые изображены на рис. 3. Наибольшая рассчитанная полная энергия комплекса со структурой I равна  $-878.6912741147$  Хартри. Абсолютные величины полных энергий комплексов со структурами II и III на  $594$  и  $546 \text{ см}^{-1}$  меньше по сравнению со структурой I. Расчет показывает, что в комплексе карбазол-(индол)<sub>1</sub> реализуется двойная водородная связь  $\pi$  типа между атомами водорода иминных групп

молекул индола и карбазола и противоположно расположенными  $\pi$ -электронными системами фенильных или же фенильного и пиррольного колец молекул. Для ясности на рисунках приведены проекции атомов водорода иминных групп на противоположащие плоскости молекул. Расстояние от атома водорода иминной группы молекулы индола до плоскости молекулы карбазола обозначено на рисунке  $d_1$ , от атома водорода иминной группы карбазола до плоскости молекулы индола -  $d_2$ , их величины приведены в таблице.

Угол между N-H связью и проекцией на плоскость, содержащую пиррольное кольцо комплексообразующих молекул индола  $\alpha_1$  и карбазола  $\alpha_2$ , находится в интервале  $11.6 - 23^\circ$ . Рассчитаны величины энергии связи  $E_{ce}$  структур индола и карбазола, а также энергии связи  $E_{ce}^{BSSE}$  с учетом ошибки на выбор базисного набора функций (BSSE) (таблица). В предположении незначительных различий ориентаций дипольных моментов переходов  $S_0-S_1$  пространственных структур I-III и сравнимых инерционных параметрах вращательные контуры полос при их неполном разрешении будут экспериментально неразличимы.

**Заключение.** При охлаждении в сверхзвуковой струе карбазола с молекулами производных индола (индол, 1-метилиндол, 3-метилиндол) образуются комплексы. Зарегистрированы спектры возбуждения флуоресценции комплексов карбазола с одной молекулой производных индола. С 3-метилиндром карбазол образует один изомер. Частота  $\nu_0^0$  комплекса равна  $30217 \text{ см}^{-1}$ , что на  $532 \text{ см}^{-1}$  ниже частоты  $\nu_0^0$  несвязанного карбазола. Межмолекулярные деформационные колебания комплекса, полученные из спектра возбуждения флуоресценции, составляют  $8 \text{ см}^{-1}$ . С 1-метилиндром карбазол образует три изомера, что определено по форме вращательных контуров полос в спектре возбуждения флуоресценции. Для комплексов карбазол-(индол)<sub>1</sub> формы вращательных контуров полос спектра возбуждения неразличимы в силу невысокого спектрального разрешения ( $0.08 \text{ см}^{-1}$ ).

Проведен анализ пространственных структур комплексов карбазола с одной молекулой производных индола (индол, 1-метилиндол, 3-метилиндол), охлажденных в сверхзвуковой струе гелия. Изучены спектры возбуждения флуоресценции в области электронного  $S_0-S_1$  перехода, а также вращательные формы полос чисто электронных и электронно-колебательных переходов комплексов, проведен квантово-химический расчет равновесных конфигураций изомеров комплекса карбазол-(индол)<sub>1</sub> в основном состоянии.

#### Литература

1. Borisevich N.A., Povedailo V.A., Tselesh E.E., Yakovlev D.L. // Proc. of SPIE. – 2007. – V. 6727. – P. 6727OR-1 – 6727OR-6.
2. A.A. Granovsky, PC GAMESS/Firefly, 7.1.E, <http://classic.chem.msu.su/gran/gamess/index.html>.
3. Поведайло В.А., Яковлев Д.Л. // Журн. прикл. спектр. – 2006. – Т. 73, № 6. – С. 728–734.
4. Кухто И.Н., Поведайло В.А., Полубисок С.А., Толкачев В.А. // Журн. прикл. спектр. – 1996 – Т. 63, № 3. – С. 389-394.

В.Е.Агабеков<sup>1</sup>, И.В.Вошула<sup>2</sup>, О.А.Дайнеко<sup>1</sup>, В.А.Длугунович<sup>2</sup>, Н.А.Иванова<sup>1</sup>, О.В.Царюк<sup>2</sup>

**ЛАЗЕРНАЯ СТОКС-ПОЛЯРИМЕТРИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ПВС,  
МОДИФИЦИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ И АНТИСТАТИКОМ**

*<sup>1</sup>Институт химии новых материалов НАН Беларуси,  
улица Ф. Скорины, 36, 220141 Минск, Беларусь  
nadezh\_iva@mail.ru*

*<sup>2</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
tsaruk@dragon.bas-net.by*

Специфическая геометрия молекул углеродных нанотрубок (УНТ) проявляется в анизотропии их электрических, тепловых, механических и оптических свойств [1, 2], а также в анизотропии свойств модифицированных ими полимерных материалов. Например, поливинилспиртовая (ПВС) пленка, содержащая изолированные, выровненные и укороченные до 200 нм УНТ, является неплохим оптическим поляризатором, который имеет поляризующую способность до 90-95% в спектральной области от 350 до 800 нм [3, 4].

В данной работе исследовано изменение поляризационных характеристик излучения, рассеянного пленками ПВС, который был модифицирован УНТ и антистатиком – четвертичными аммониевыми соединениями (ЧАС), при освещении образцов линейно поляризованным излучением He-Ne лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм).

Композицию из ПВС изготавливали по технологии, применяемой для получения обычного йодного поляроида [5]. Использовались УНТ, полученные методом Chemical vapor deposition (CVD) в ИТМО НАН Беларуси. Их макромолекулы, состоящие из цилиндрических трубок листового графита, имели диаметр от 30 до 50 нм и длину до нескольких микрон (рис.1).

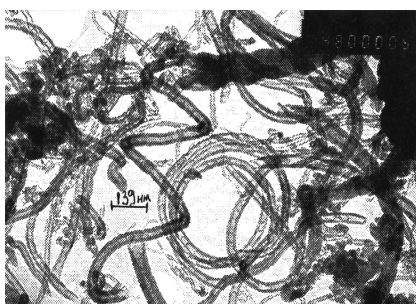


Рис. 1. Просвечивающая электронная микрофотография УНТ

Суспензию УНТ готовили отдельно, диспергируя в ультразвуковой ванне их дозированное количество в 0,5-1,0% водном растворе антистатика в течение 1 часа. Затем ее вводили в ПВС раствор и повторно диспергировали ультразвуком. Формовочную композицию

наносили на поверхность зеркальных стекол фильерой мажущего типа. Жидкие пленки высушивали в термошкафу при температуре  $35 \pm 5$  °С до остаточной влажности 7-10%, а затем ориентировали 4-х кратным растяжением в растворе борной кислоты.

Вид поверхности, полученный с помощью атомно-силового микроскопа, свидетельствует о дроблении УНТ под действием ультразвука и разделении их в водном растворе антистатиком (рис. 2).

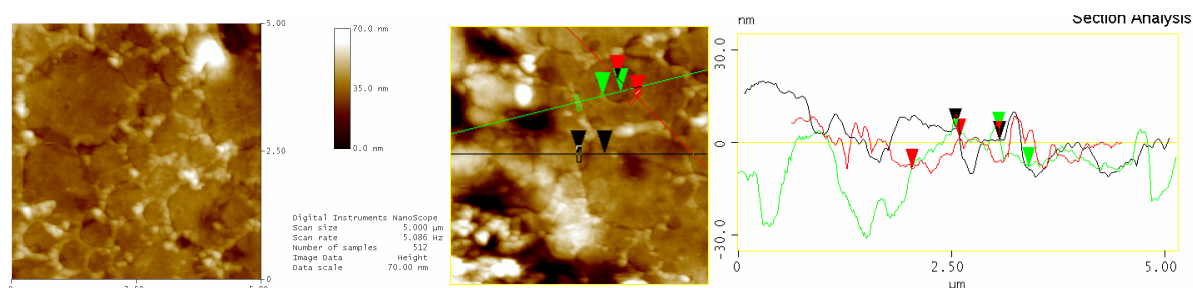


Рис. 2. Изображение поверхности пленки ПВС, модифицированной УНТ и антистатиком

Поляризационные характеристики излучения, рассеянного пленками при пропускании и отражении, а также двунаправленные коэффициенты отражения, пропускания и поляризующую способность пленок измеряли с помощью гониофотометрического стокса-поляриметра [6]. Зондирующее излучение He-Ne лазера, линейно поляризованное в плоскости падения, либо в ортогональной ей плоскости, направляли на пленку по нормали к ее поверхности или под углом  $-5^\circ$ . Отраженное и прошедшее через пленку излучение регистрировали в диапазоне углов наблюдения ( $\beta$ ) от  $5^\circ$  до  $80^\circ$  и от  $100^\circ$  до  $175^\circ$  соответственно. Плоскость наблюдения располагалась горизонтально и совпадала с плоскостью падения. Исследуемые образцы устанавливались так, что направление их растяжения было ортогонально плоскости падения.

На основании измерения интенсивности отраженного ( $I_r$ ), прошедшего ( $I_t$ ) и падающего ( $I_0$ ) излучения определяли двунаправленные коэффициенты отражения ( $R = I_r/I_0$ ) и пропускания ( $T = I_t/I_0$ ) исследуемых образцов. Поляризующая способность пленок при отражении ( $q_r$ ) и пропускании ( $q_t$ ) определялась из выражений  $q_r = (R_{\parallel} - R_{\perp})/(R_{\parallel} + R_{\perp})$  и  $q_t = (T_{\parallel} - T_{\perp})/(T_{\parallel} + T_{\perp})$ , где  $R_{\parallel}$ ,  $T_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$ ,  $T_{\perp}$  – значения двунаправленных коэффициентов отражения и пропускания пленки при освещении ее излучением, поляризованным в плоскости падения, или в ортогональной ей плоскости. Измерения нормированных параметров Стокса ( $1, p_1, p_2, p_3$ ) рассеянного излучения позволили определить его эллиптичность ( $e$ ), степень ( $P$ ) и азимут ( $\varphi$ ) поляризации [7]:

$$e = \frac{\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2} - \sqrt{p_1^2 + p_2^2}}{p_3}, \quad P = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}, \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{p_2}{p_1}.$$



Установлено, что при освещении линейно поляризованным излучением ПВС-пленки, модифицированной 1% УНТ и 5% ЧАС, интенсивность отраженного и прошедшего излучения меньше, если вектор напряженности электрического поля зондирующего излучения совпадает с направлением растяжения пленки (рис. 3, *a*). Это свидетельствует о наличии в ней амплитудной анизотропии. С увеличением угла наблюдения от  $20^\circ$  до  $80^\circ$  поляризующая способность пленки при отражении уменьшается от 0,96-0,98 до 0,7, оставаясь неизменной на уровне 0,96-0,98 при пропускании (рис. 4). Излучение, поляризованное в плоскости, ортогональной направлению растяжения пленки, слабо деполаризуется при отражении и практически не деполаризуется при прохождении образца (рис. 3, *б*).

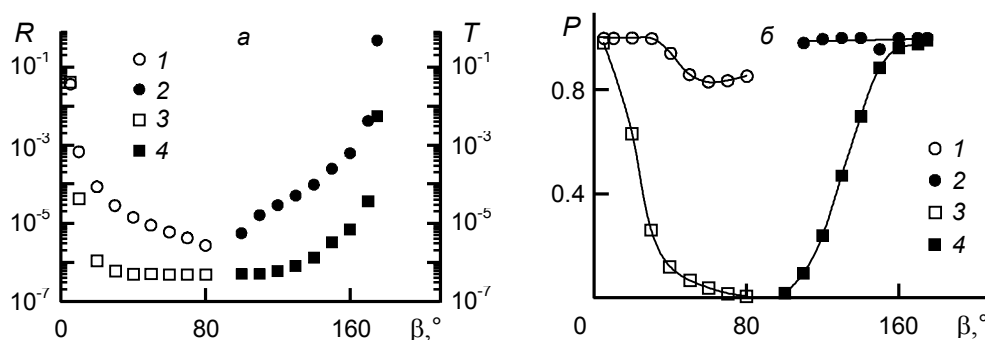


Рис. 3. Зависимость от угла наблюдения двунаправленных коэффициентов отражения (*a*, 1, 3) и пропускания (*a*, 2, 4) ПВС-пленки, модифицированной 1% УНТ и 5% ЧАС, а также степени поляризации (*б*) излучения, рассеянного ею при освещении излучением, поляризованным в плоскости падения (1, 2) или в ортогональной ей плоскости (3, 4)

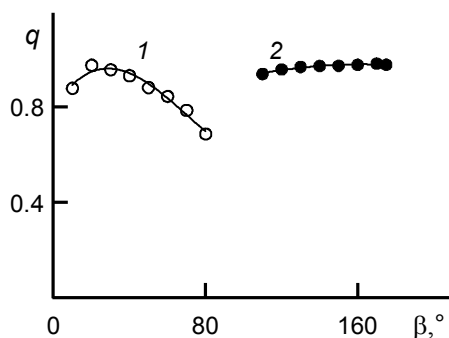


Рис. 4. Зависимость от угла наблюдения поляризующей способности ПВС-пленки, модифицированной 1% УНТ и 5% ЧАС, в отраженном (1) и проходящем (2) излучении при длине волны 0,63 мкм

Изменение концентрации модифицирующих ПВС компонентов (2% УНТ и 2,5% ЧАС) приводит к тому, что пленка становится амплитудно изотропной (рис. 5, *a*). При этом как отраженное, так и прошедшее излучение деполаризуется незначительно (рис. 5, *б*).

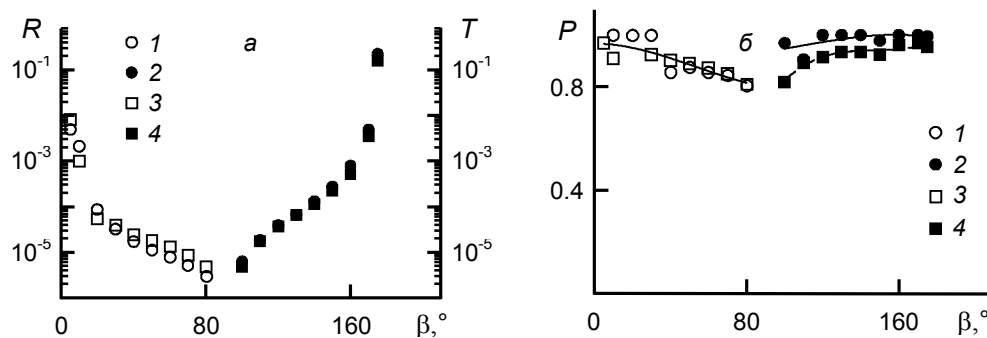


Рис. 5. Зависимость от угла наблюдения двунаправленных коэффициентов отражения (1, 3) и пропускания (2, 4) ПВС-пленки, модифицированной 2% УНТ и 2,5%ЧАС, а также степени поляризации (б) излучения, рассеянного ею при освещении излучением, поляризованным в плоскости падения (1, 2) или в ортогональной ей плоскости (3, 4)

Выявленные закономерности изменения рассеивающих и поляризующих свойств пленок из поливинилового спирта, модифицированных углеродными нанотрубками и антистатиком, которые освещались линейно поляризованным излучением He-Ne лазера с длиной волны 0.63 мкм, могут быть использованы при разработке оптических поляризаторов с расширенным углом обзора для жидкокристаллических индикаторов.

#### Литература

1. Ivanov I., Puretzy A., Eres G. et al. Fast and highly anisotropic thermal transport through vertically aligned carbon nanotube arrays // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – P. 223110.
2. Fanchini G., Miller S., Parekh B.B. et al. Optical anisotropy in single-walled carbon nanotube thin films: implications for transparent and conducting electrodes in organic photovoltaics // *Nano Lett.* – 2008. – Vol. 8, № 8. – P 2176 – 2179.
3. Shoji S., Suzuki H., Zaccaria R.P. et al. Optical polarizer made of mechanically aligned carbon nanotubes // *Proc. SPIE.* – 2007. – Vol. 6645. – P. 664516.
4. Shoji S., Suzuki H., Zaccaria R.P. et al. Optical polarizer made of uniaxially aligned short single-wall carbon nanotubes embedded in a polymer film // *Phys. Rev.* – 2008. – Vol. B 77. – 153407.
5. Космачева Т.Г., Глоба И.Ю., Арико Н.Г. и др. Влияние одноосного ориентирования йодсодержащих поливинилспиртовых пленок на их оптические характеристики // *Весті НАН Беларусі. Сер. хім. навук.* – 2002. – № 3. – С. 120 – 123.
6. Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В. Лазерный гониофотометрический стох-поляриметр // *ЖПС.* – 1999. – Т. 66, № 6. – С. 869 – 874.
7. Снопко В. Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения / В. Н. Снопко. – Мн.: Наука и техника, 1992.

## МНОГОЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ГОРЯЧИХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub> С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

<sup>1</sup>Институт технической акустики НАН Беларуси, проспект Людникова, 13,  
210023, Витебск, Беларусь  
itaaki.yandex.ru

<sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет, ул.Я.Коласа, 13  
220013, Минск, Беларусь  
v.v.nev@bk.ru

Метод многочастотного зондирования основан на измерении спектрального распределения ненасыщенного коэффициента поглощения в газовой смеси содержащей диоксид углерода на частотах генерации CO<sub>2</sub>-лазера, работающего на линиях основных лазерных переходах 00<sup>0</sup>1-[10<sup>0</sup>0,02<sup>0</sup>0]<sub>л.п.</sub>. Выражение для коэффициента поглощения в центре рассматриваемых линий может быть представлено в виде [1]:

$$a_J(\nu_0) = \frac{hc^3 A_J B_{00^0 01}}{4\pi\nu_{0J}^2 (k_B T)^2} p_{CO_2} g_{Q_V}^{-1} \left\{ \exp\left[-\frac{hc\omega_{10^0 0,02^0 0} - hcB_{10^0 0,02^0 0} J(J+1)}{k_B T}\right] - \exp\left[-\frac{hc\omega_{00^0 01} - hcB_{00^0 01} C_1}{k_B T}\right] \right\} F(\nu - \nu_0), \quad (1)$$

где  $g_i = 2J_i - 1$ ,  $C_{1i} = J_i (J_i - 1)$  для линий  $P$ -ветви;  $g_i = 2J_i + 3$ ,  $C_{1i} = (J_i + 1)(J_i + 2)$  для линий  $R$ -ветви;  $c$  - скорость света;  $h$  - постоянная Планка;  $k_B$  - постоянная Больцмана;  $J_i$  - вращательное квантовое число;  $\omega_{100} = 1388,3$  см<sup>-1</sup>,  $\omega_{020} = 1285,5$  см<sup>-1</sup>,  $\omega_{001} = 2349,3$  см<sup>-1</sup> [2],  $B_{100} = 0,39019$  см<sup>-1</sup>,  $B_{020} = 0,39048$  см<sup>-1</sup>,  $B_{001} = 0,38714$  см<sup>-1</sup> [3] - волновые числа и вращательные константы колебательных уровней 10<sup>0</sup>0, 02<sup>0</sup>0, 00<sup>0</sup>1 соответственно;  $\lambda_{0J}$  - длина волны на центральной частоте  $J$ -й линии [4];  $N$  - концентрация молекул CO<sub>2</sub>;  $A_J$  - коэффициент Эйнштейна [5];  $Q_V = [1 - \exp(-1997K/T)]^{-1} [1 - \exp(-960K/T)]^{-2} [1 - \exp(-3380K/T)]^{-1}$  - колебательная статистическая сумма молекулы CO<sub>2</sub>.

При давлении исследуемой смеси газов более 50 Тор преобладающим механизмом уширения линий поглощения CO<sub>2</sub> становится механизм уширения давлением. Форм-фактор описывается выражением

$$F(\nu_0) = 2/\pi\Delta\nu_L, \quad (2)$$

где  $\Delta\nu_L$  - полная ширина столкновительно уширенной линии на ее полувысоте, которая для рассматриваемой газовой смеси может быть представлена в виде [6]

$$\Delta\nu_L = \gamma_{CO_2} \cdot p_{total} \cdot [\varphi_{CO_2} + b_{N_2} \cdot \varphi_{N_2}] \cdot \sqrt{\frac{300}{T}}, \quad (3)$$

где  $\gamma_i$  – значение столкновительного самоуширения [5] рассматриваемой линии  $\text{CO}_2$  при давлении 1 Тор и температуре  $T=300$  К,  $p_{total}$  – давление смеси газов. Значения относительных оптических коэффициентов столкновительного уширения линий диоксида углерода молекулами азота  $b_{N_2}$  взяты из [7]. При  $p_{CO_2}/p_{total} < 0,5$  для расчета  $\Delta v_L$  с достаточно высокой точностью можно использовать более простое выражение

$$\Delta v_L \approx \gamma \cdot b_{N_2} \cdot p_{total} \cdot \sqrt{\frac{300}{T}}. \quad (4)$$

Таким образом, спектральному распределению коэффициентов поглощения соответствует система линейных относительно  $p_{CO_2}$  и нелинейных относительно  $T$  уравнений вида (1). Связь между искомыми параметрами  $\{p_{CO_2}, T\}$  и результатами измерений коэффициентов поглощения определяется фундаментальной системой уравнений:

$$\hat{\alpha}_i = \alpha_i(p_{CO_2}, T) \pm \Delta\alpha_i, \quad (5)$$

где  $\hat{\alpha}_i$  - результат измерения коэффициента поглощения на  $i$ -й длине волны  $\lambda_i$ ;  $\Delta\alpha_i$  – абсолютная погрешность  $i$ -го измерения коэффициента поглощения. В системе уравнений (5) помимо  $\{p_{CO_2}, T\}$  неизвестными остаются также погрешности  $\Delta\alpha_i$  и, следовательно, система всегда не определена. Реально при экспериментальных измерениях спектрального распределения коэффициентов поглощения мы получаем систему уравнений, в которой отсутствует информация о погрешностях измерений. Для корректного решения такой задачи необходимо проводить измерения коэффициентов поглощения на большом числе линий, получать избыточную систему уравнений подобную системе (5), но без  $\Delta\alpha_i$ , и решать ее статистически относительно искомым неизвестных параметров  $\{p_{CO_2}, T\}$  так, чтобы минимизировать взвешенную совокупность квадратов отклонений

$$Z = \sum_{i=1}^n w_i [\hat{\alpha}_i - \alpha_i(p_{CO_2}; T)]^2, \quad (6)$$

где  $w_i$  весовой коэффициент  $i$ -го измерения.

При заданной температуре из (5) и (6) нетрудно получить выражение для давления  $p_{CO_2}$ ,

которое соответствует минимуму функционала  $Z \left( \frac{\partial Z}{\partial p_{CO_2}} = 0 \right)$

$$p_{CO_2} = \frac{\sum_i w_i \hat{\alpha}_i \varphi_i}{\sum_i w_i \varphi_i^2}, \quad (7)$$

где  $\varphi_i = a_i(v) / p_{CO_2}$ .

Алгоритм расчета состоит в том, что осуществляется сканирование по температуре с соответствующим расчетом давления по (7) и минимизируется функционал  $Z$  (6). Таким образом, выбирается та совокупность параметров  $\{p_{CO_2}, T\}$ , которой соответствует минимальное

значение  $Z$ . При расчетах для первой итерации весовые коэффициенты принимались равными единице  $w_i^{(1)} = 1$ . Для  $j+1$ -й итерации весовые коэффициенты назначались в виде [8]

$$w_i^{(j+1)} = \frac{1}{[\bar{\alpha}_i - \alpha_i(p_{CO_2}^j, T^j)]^2} \quad (8)$$

На рисунке 1 представлено измеренное спектральное распределение ненасыщенных коэффициентов поглощения в газовой смеси  $CO_2:N_2=1:9$  ( $p_{total} = 100$  Тор,  $T=500$  К) для колебательного перехода  $10^0-00^0_1$  молекулы  $CO_2$ : а)  $P$ -ветвь, б)  $R$ -ветвь. Для  $P$ -ветви были исключены спектральные линии, которые перекрываются отдельными линиями вышележащих горячих переходов [9]. Используя вышеупомянутые соотношения и значения параметров, была решена обратная задача, которая дала следующие значения искомым параметров:  $T=473$  К ( $\delta_T=5,5\%$ ),  $P_{CO_2}=12,9$  Тор ( $\delta_P=29\%$ ).

Оценки точности методики показывают, что низкая точность полученных результатов, вероятно, обусловлена некорректным представлением отдельных спектроскопических констант.

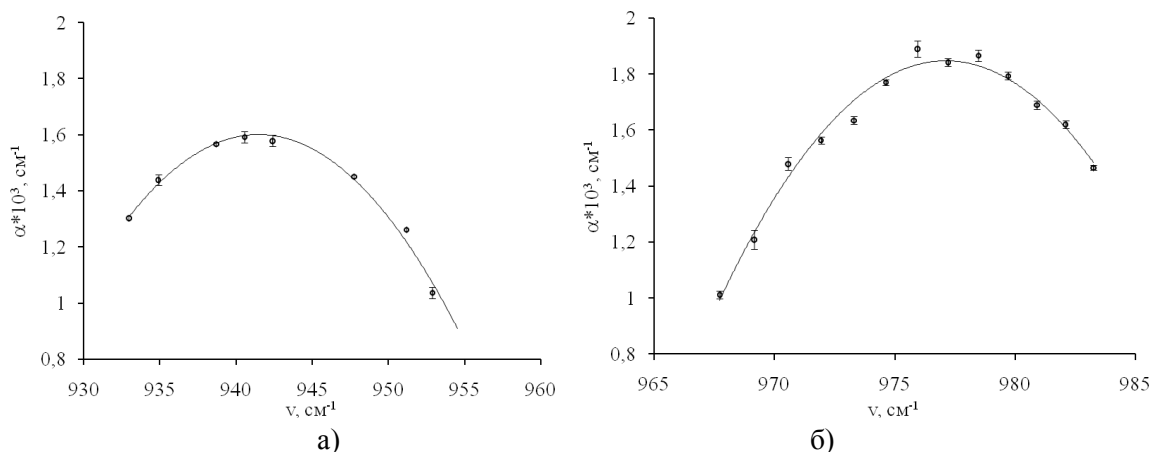


Рисунок 1 Спектральное распределение ненасыщенных коэффициентов поглощения в газовой смеси  $CO_2:N_2=1:9$  ( $p_{total}=100$  Тор,  $T=500$  К) для колебательного перехода  $10^0-00^0_1$  молекулы  $CO_2$ : а)  $P$ -ветвь, б)  $R$ -ветвь.

То, что коэффициент  $b_{N_2}$  входит в (3) как константа, по существу означает признание одинакового характера уширения спектральной линии при взаимодействии молекул  $CO_2$  с столкновительными партнерами, обладающими различными свойствами, что противоречит существующим представлениям о механизмах столкновительного уширения спектральных линий. В [10] были определены относительные коэффициенты столкновительного уширения линии поглощения  $R22$  перехода  $10^0-00^0_1$  молекулы  $CO_2$  молекулами  $N_2$   $b_{N_2}$  в диапазоне температур 300–700К, характерном для активных сред электроразрядных технологических  $CO_2$ -лазеров. Характер изменения коэффициента  $b_{N_2}$  с изменением температуры иллюстрирует

рисунок 2. Видно, что до температуры  $\sim 550\text{K}$  коэффициент  $b_{N_2}$  практически не меняется, а далее наблюдается его явное увеличение. Учет полученной закономерности при решении обратной задачи многочастотного зондирования позволил повысить точность определения искомых параметров:  $T=491\text{ K}$  ( $\delta_1=2\%$ ),  $P_{CO_2}=11,6\text{ Тор}$  ( $\delta_p=16\%$ ).

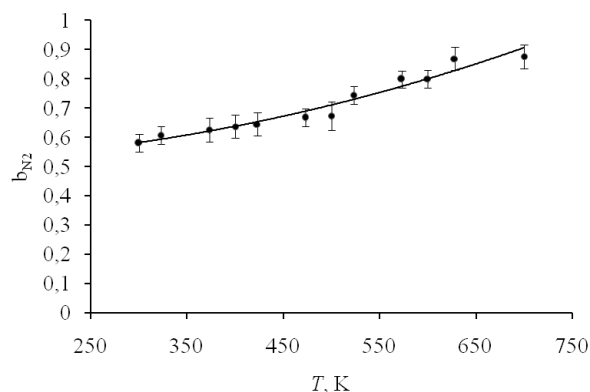


Рисунок 2 Температурная зависимость относительного коэффициента столкновительного уширения линии поглощения  $10R22$  молекулы  $CO_2$  молекулами  $N_2$ .

В работе описана методика определения парциального давления углекислого газа и его температуры в колебательно равновесной газовой смеси при давлении, обеспечивающем лоренцевский контур линий поглощения, по спектральному распределению ненасыщенного коэффициента поглощения на линиях генерации перестраиваемого  $CO_2$ -лазера. Представлены результаты определения этих параметров по измеренному спектральному распределению коэффициента поглощения в нагретой газовой смеси  $CO_2:N_2=1:9$  ( $p=100\text{ Тор}$ ,  $T=500\text{ K}$ ) на линиях поглощения  $P$ - и  $R$ -ветвей колебательного перехода  $10^00-00^01$ .

#### Литература

1. Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: ФМЛ, 1962.
2. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. – М.: Издательство иностранной литературы, 1949.
3. Bridges T.J., Chang T.Y. // Phys. Rev. Lett. – 1969. – V. 22 – P. 811–815.
4. Витteman В.  $CO_2$ -лазер. – М.: Мир, 1990.
5. Невдах В.В. // Квантовая электроника. – 1984. – Т.11, №8. – С. 1622–1627.
6. Abrams R.L. // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 25, №10. – P. 609 – 611.
7. Rosenmann L., Hartmann J.M., Perrin M.Y., and Taine // J. Appl. Opt. – 1988. – V. 27, №18, – P. – 3902 – 3907.
8. Мудров В.И., Кушко В.Л. Методы обработки измерений. – М.: Радио и связь, 1983.
9. Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В., Perrin M.Y, Soufiani A., В.В. Яснов В.В. // ЖПС. – 2007. – Т. 74, №6. – С. 810 – 815.
10. Аршинов К.И., Аршинов М.К., Невдах В.В. // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 7. – С. 629 – 633.

**ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНОЙ ПЛЕНКИ  $(Al_{11}-Cu_2-Fe)_xC_{60}$ ,  
ОСВЕЩАЕМОЙ СУПЕРГАУССОВЫМ ИЛИ БЕССЕЛЕВЫМ ПУЧКАМИ  
ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
a.zhumar@dragon.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси,  
ул. П.Бровки, 15, 220072 Минск, Беларусь  
eshpilevsky@rambler.ru*

В настоящее время уделяется большое внимание проблеме создания фуллеренсодержащих композитных материалов, свойства которых сочетали бы в себе уникальные характеристики фуллерена  $C_{60}$  с полезными свойствами полимеров, полупроводников или металлов [1 – 3]. Такие материалы перспективны для создания элементов микро- и наносистемной техники, в том числе мембран, проводящих покрытий и электрических контактов, а также в качестве новых оптических сред с улучшенными свойствами, элементов солнечных батарей и болометров.

Также проявляется значительный интерес к использованию квазибездифракционных пучков, например бесселевых световых пучков, при исследовании структурно неоднородных материалов, в частности, в оптической когерентной томографии. Этот интерес обусловлен спецификой распространения бесселевых световых пучков, т. к. в некоторых случаях полуширина осевого максимума бесселевого пучка, размытого вследствие рассеяния, практически не возрастает вплоть до оптических глубин, где вклад многократного рассеяния уже весьма значителен [4].

В связи с этим всестороннее исследование оптических свойств фуллеренсодержащих композитных материалов, использование для этих целей оптических методов лазерной стохастической поляриметрии гауссовых и бесселевых пучков является не только актуальной фундаментальной, но и прикладной задачей современного материаловедения. Решение данной задачи позволит сформулировать физические основы новых методов дистанционного контроля оптических характеристик рассеивающих структурно неоднородных материалов, выявить наиболее информативные и достоверные способы поляризационной диагностики новых фуллеренсодержащих композитных материалов.

Целью работы являлось исследование отражательных и деполаризующих свойств композитной пленки комплекса  $(Al_{11}-Cu_2-Fe)_xC_{60}$ , нанесенной на стекло, при освещении образцов линейно поляризованным излучением супергауссового или бесселевого пучков излучения He-Ne лазера при длине волны 0,63 мкм.

Приготовление образцов осуществлялось методом вакуумного термического испарения и конденсации. Исходными материалами служили порошки интерметаллического соединения  $\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe}$  и фуллерита  $\text{C}_{60}$ . Для получения металл-фуллереновых плёнок на стекле использовались два источника с одновременным испарением обоих материалов. Навески материалов для распыления выбирались так, чтобы долевое соотношение металлического комплекса  $\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe}$  ( $N_M$ ) к фуллерену  $\text{C}_{60}$  ( $N_{\text{C}_{60}}$ ) перекрывал диапазон от 2 до 40. Ток испарителя подбирался так, чтобы время испарения всей навески не превышало 20 с. Распределение пленки по поверхности подложки этого испарителя подчинялось закону косинуса и определялось расчетным путем. Скорость испарения металлической плёнки достигала 50 нм/с. Такая большая скорость была необходима для воспроизведения стехиометрического состава сплава.

Распределение толщины пленки по подложке измерялось с помощью интерферометра МИИ-4. Полученные пленки имели практически одинаковую толщину  $\sim 0,5$  мкм для различных долевых соотношений  $x = N_M/N_{\text{C}_{60}}$ . Рассчитанные распределения толщин плёнок композиции  $(\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe})_x\text{C}_{60}$  и экспериментально определенные распределения суммарных толщин вдоль подложек для двух образцов представлены на рис. 1.

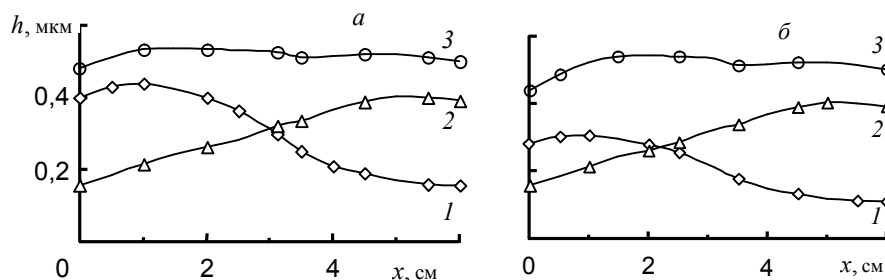


Рис. 1. Изменение толщины плёнок  $(\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe})_4\text{C}_{60}$  (а) и  $(\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe})_{20}\text{C}_{60}$  (б) вдоль подложки; 1 – пленка фуллеренов  $\text{C}_{60}$ ; 2 – пленка сплава  $\text{Al}_{11}\text{Cu}_2\text{Fe}$ ; 3 – суммарная толщина пленки

Измерение двунаправленного коэффициента зеркального отражения  $R$  образцов и степени поляризации  $P$  излучения, отраженного исследуемыми пленками в зеркальном направлении, проводились на гониофотометрическом стокс-поляриметре [4]. В исследованиях использовался He-Ne лазер, генерирующий излучение при длине волны 0,63 мкм. Многомодовый супергауссов пучок излучения диаметром 5 мм имел расходимость не более  $10'$ . Бесселев пучок создавался из данного супергауссова пучка после прохождения коллиматора, диафрагмы диаметром 10 мм и конической линзы – аксикона с углом при основании  $2^\circ$ . Угол конуса  $\gamma$  бесселева пучка был близок к  $1^\circ$ . Телесный угол регистрирующей системы, в котором принималось отраженное излучение, составлял  $\Delta\omega = 7,2 \cdot 10^{-3}$  ср, что соответствовало угловому разрешению в плоскости наблюдения  $\sim 5^\circ$ . При измерениях в направлении зеркального отражения углы падения и наблюдения  $\theta$  изменялись в пределах от  $5^\circ$  до  $70^\circ$ . Лазерное излучение зондирующих супергауссова или бесселева пучков было



поляризовано в плоскости падения, совпадающей с плоскостью наблюдения, которая располагалась горизонтально, либо в ортогональной ей плоскости.

Стандартная неопределенность измерения степени поляризации отраженного излучения не превышала 0,03. Относительная стандартная неопределенность измерения двунаправленных коэффициентов отражения исследованных материалов составляла не более 0,05.

Исследования показали, что степень поляризации излучения, отраженного исследуемыми образцами в зеркальном направлении, близка к единице и не зависит от типа пучка освещающего излучения. Это позволило считать, что поверхность образцов гладкая (рассеяние отсутствует), и применить формулы Френеля для расчета двунаправленных коэффициентов отражения. По отношению ( $R_{\perp}/R_{\parallel}$ ) значений двунаправленных коэффициентов отражения исследованных образцов, освещаемых супергауссовым пучком излучения, линейно поляризованным в плоскости, ортогональной плоскости падения, или в плоскости падения, были оценены их показатель преломления  $n$  и главный показатель поглощения  $k$  с использованием формул Френеля для расчета коэффициентов отражения системы – поглощающая пленка на прозрачной подложке. Показатель преломления  $n_0$  стеклянной подложки принимался равным 1,5.

Установлено, что увеличение долевого соотношения металлического комплекса в исследованных образцах от 2 до 20 приводит к уменьшению показателя преломления  $n$  композиции  $(Al_{11}Cu_2Fe)_x C_{60}$  от  $n = 1,91$  для пленки  $(Al-Cu-Fe)_2 C_{60}$  до  $n = 1,72$  для пленки  $(Al-Cu-Fe)_{20} C_{60}$ . При этом главный показатель поглощения  $k$  полученной композиции возрастает практически на порядок от  $k = 0,15$  для пленки  $(Al-Cu-Fe)_2 C_{60}$  до  $k = 1,60$  для пленки  $(Al-Cu-Fe)_{20} C_{60}$ . Это связано с тем, что показатель преломления чистых металлов Al, Cu, Fe несколько ниже, а главный показатель поглощения существенно выше, чем у  $C_{60}$ . Результаты измерения (точки) и расчета (линии) с использованием полученных значений  $n$  и  $k$  зависимости зеркального коэффициента отражения исследованных пленок от угла наблюдения представлены на рис. 2.

Измерения коэффициента зеркального отражения композитной пленки  $(Al_{11}Cu_2Fe)_x C_{60}$  при освещении ее супергауссовым ( $R_{\text{гаус}}$ ) или бесселевым ( $R_{\text{бесс}}$ ) пучками показали, что с увеличением в композиции долевого соотношения металлического комплекса от 2 до 8 значения  $R_{\text{гаус}}$  и  $R_{\text{бесс}}$  практически не зависят от типа пучка освещающего излучения. В то же время увеличение долевого соотношения металлического комплекса в исследованных пленках от 8 до 35 приводит к тому, что коэффициент зеркального отражения пленки, освещаемой супергауссовым пучком становится выше, чем  $R_{\text{бесс}}$  (рис. 3). Особенно заметно это различие в диапазоне углов падения и наблюдения от  $5^\circ$  до  $40^\circ$ . Так, при угле падения  $5^\circ$  значения отношения коэффициентов зеркального отражения исследованных композитных пленок

$R_{\text{гаус}}/R_{\text{бесс}}$  составляют 1,3 и 1,6 для композиций  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_8\text{C}_{60}$  и  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_{35}\text{C}_{60}$  соответственно (рис. 3).

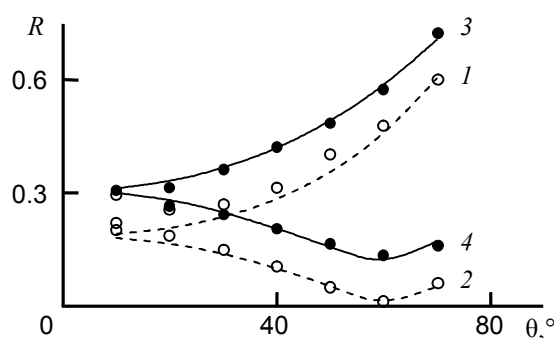


Рис. 2. Зависимость от угла наблюдения зеркального коэффициента отражения пленок  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_2\text{C}_{60}$  (1, 2) и  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_{20}\text{C}_{60}$  (3, 4), освещаемых супергауссовым пучком. Падающее излучение поляризовано в плоскости падения (2, 4) или в ортогональной ей плоскости (1, 3)

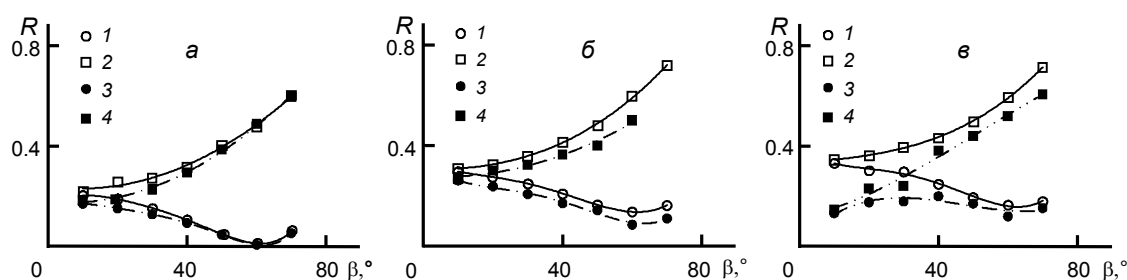


Рис. 3. Зависимость от угла наблюдения зеркального коэффициента отражения образцов  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_8\text{C}_{60}$  (а),  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_{20}\text{C}_{60}$  (б) и  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_{35}\text{C}_{60}$  (в) при освещении их излучением, линейно поляризованным в плоскости падения (1, 3) или в ортогональной ей плоскости (2, 4), гауссова (1, 2) или бесселева пучков (3, 4)

Увеличение доли металлического комплекса в композитных пленках  $(\text{Al}_{11}\text{-Cu}_2\text{-Fe})_x\text{C}_{60}$  вызывает уменьшение их показателя преломления и увеличение главного показателя поглощения при длине волны 0,63 мкм. Установлено, что значения коэффициента зеркального отражения образцов с долевым соотношением металлического комплекса от 2 до 8 практически не зависят от типа пучка освещающего излучения. В то же время увеличение долевого соотношения металлического комплекса от 10 до 35 приводит к увеличению отношения  $R_{\text{гаус}}/R_{\text{бесс}}$  от 1,3 до 1,6.

#### Литература

1. Wang C., Guo Z.-X., Fu S. et al. Polymers containing fullerene or carbon nanotube structures // *Progr. Polym. Sci.* – 2004. – Vol. 29. – № 11. – P. 1079 – 1141.
2. Шпилевский Э.М. Кристаллические структуры, содержащие фуллерены и углеродные нанотрубки // *Полупроводниковые материалы.* – Одесса: Астропринт, 2006. – С. 242–247.
3. Wong W.-Y., Wang X.-Z., He Z. et al. Metallated conjugated polymers as a new avenue towards high-efficiency polymer solar cells // *Nat. Mater.* – 2007. – Vol. 6, № 7. – P. 521 – 527.
4. Кацев И.Л., Прихач А.С., Казак Н.С. и др. Особенности распространения квазибездифракционных световых пучков в сильно рассеивающих средах с поглощением // *Квант. электр.* – 2006. – Т. 36, № 4. – С. 357 – 362.
5. Длугунович В.А. Снопко В.Н., Царюк О.В. Лазерный гониофотометрический Сток-поляриметр // *ЖПС.* – 1999. – Т. 66, № 6. – С. 869 – 874.

## НАНОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ Ge/Si ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

<sup>1</sup> *Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь  
ivlev@inel.bas-net.by*

<sup>2</sup> *Институт физики полупроводников СО РАН,  
проспект Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Россия  
volodin@isp.nsc.ru*

В настоящее время большой интерес вызывают полупроводниковые наноразмерные гетероструктуры с квантовыми точками (КТ), образующимися в результате самоорганизации при молекулярно-лучевой эпитаксии. Основные ограничения для использования массивов квантовых точек в практических приложениях микроэлектроники связаны с дисперсией размеров нанокластеров и их неупорядоченным расположением в плоскости роста, что приводит к разбросу энергетических уровней локализованных состояний носителей заряда. В результате теряются достоинства систем с дискретным спектром состояний. Управлять степенью однородности КТ в ансамбле можно в процессе выращивания наноструктур [1]. Альтернативную возможность заданного изменения свойств КТ дает импульсная лазерная обработка сформированных наноструктур. С помощью лазерного воздействия можно менять форму и состав нанокластеров, а также управлять дисперсией по размерам нанобъектов [2].

В настоящей работе изучалось воздействие наносекундного лазерного излучения на Ge/Si гетероструктуры (ГС) с квантовыми точками. В процессе облучения проводилась оптико-пирометрическая диагностика лазерно-индуцированных процессов модификации ГС. Лазерно-модифицированные образцы тестировались методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Исходные образцы были изготовлены с применением молекулярно-лучевой эпитаксии Ge на Si подложку с ориентацией (100). На подложке марки КДБ-20 выращивался буферный слой кремния толщиной 150 нм при температуре 500<sup>0</sup>С. Затем при температуре 300<sup>0</sup>С проводилось осаждение Ge с эффективной толщиной 10 монослоёв, что, согласно данным сканирующей электронной микроскопии, приводило к формированию массива нанокластеров германия в форме “hut”- кластеров со средним размером основания 15 нм. Затем нанокластеры закрывались слоём кремния толщиной 150 нм при постепенном повышении температуры от 300<sup>0</sup> до 500<sup>0</sup>С. Указанным способом формировались гетероструктуры, содержащие один или пять слоёв квантовых точек (КТ), разделённых Si прослойками толщиной 5 нм.

Образцы облучались 80-наносекундными импульсами излучения рубинового лазера. В экспериментах детектировалось испускаемое зоной облучения тепловое излучение (эффективная длина волны 0,53 мкм) и отражённое от неё зондирующее излучение (длина волны 1,06 мкм).

Калиброванной температурной точкой в пирометрических измерениях была яркостная температура расплава кремния (1530 К) на

стадии эпитаксиальной кристаллизации в направлении роста  $\langle 111 \rangle$ . Термодинамическая температура расплава в этой ситуации ( $W=2,7 \text{ Дж/см}^2$ ) составляет 1650 К [3]. В интервале изменения плотности энергии облучения от 1,2 до 3,4  $\text{Дж/см}^2$  были установлены зависимости от  $W$  пиковой яркостной температуры  $T_b$  поверхности образцов и времени  $\tau$  существования расплавленного слоя (рис. 1). Из зависимости  $T_b(W)$  следует, что измеряемая температура в интервале изменения  $W$  от 1,2 до 2  $\text{Дж/см}^2$  возрастает незначительно (примерно на 50 К), а при дальнейшем увеличении  $W$  повышается до 2 кК. Ход зависимостей  $\tau(W)$  несколько различен для образцов, содержащих КТ и монокристалла Si. Для образца с пятью слоями КТ величина  $\tau$  возрастает практически линейно по мере повышения  $W$ , а для монокристалла без КТ следует степенной зависимости. Это, по-видимому, обусловлено более эффективным поглощением лазерного излучения в многослойной системе.

На спектрах КРС исходных образцов и образцов, модифицированных лазерным излучением (рис.2), присутствуют пики, соответствующие рассеянию на оптических колебаниях Ge-Ge и Ge-Si связей. Из сравнения соотношений интегральных интенсивностей указанных пиков можно определить, как меняется содержание Ge в КТ под действием наносекундного лазерного нагрева [2]. Из полученных данных следует, что эффект лазерного воздействия на элементный состав КТ существенно различен для однослойных (рис. 2,а) и многослойных структур (рис. 2,б). Было обнаружено, что как однократное, так и многократное

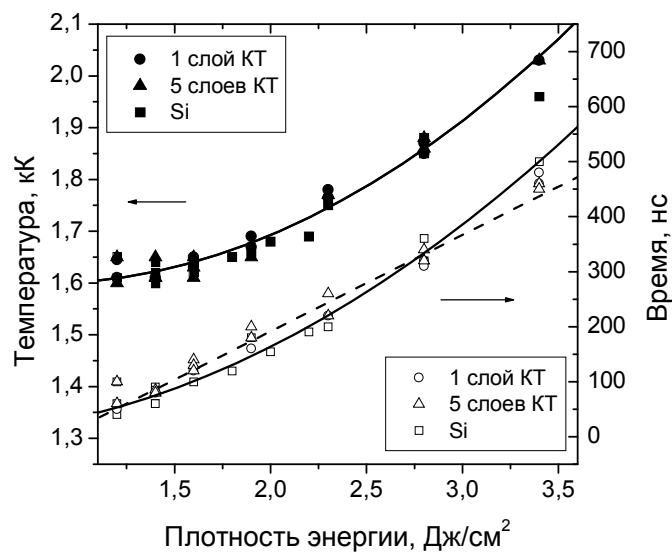


Рис. 1. Яркостная температура, достигаемая при лазерном воздействии на образцы трёх типов, и время существования образующейся жидкой фазы в зависимости от плотности энергии облучения

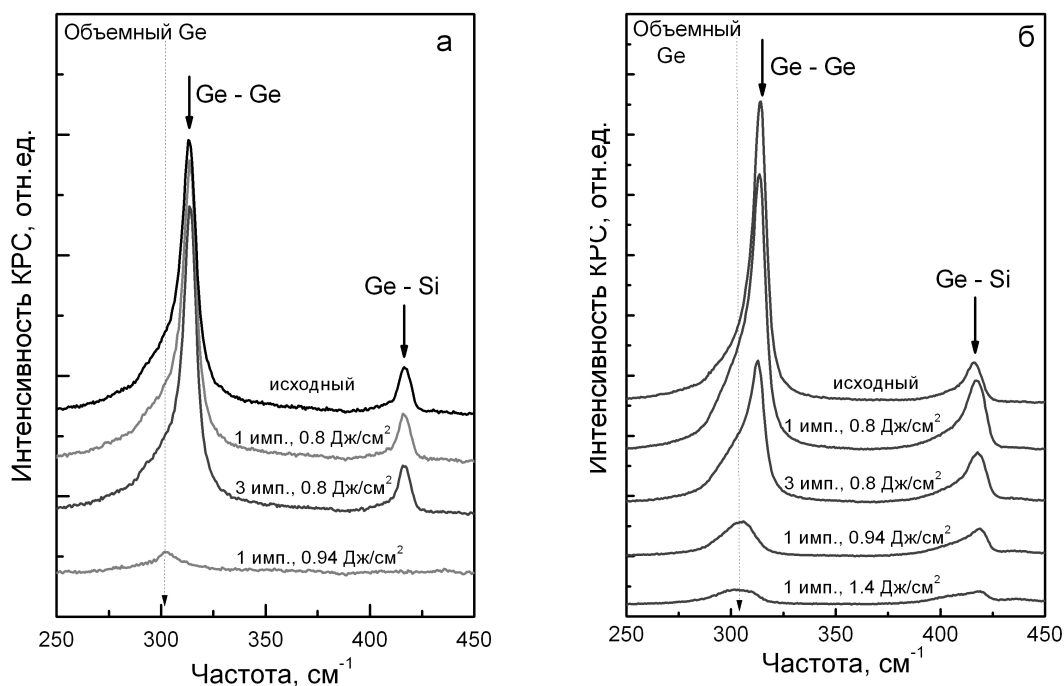


Рис.2 Спектры КРС для однослойных (а) и многослойных (б) Ge/Si гетероструктур с КТ до и после лазерного облучения

лазерное воздействие с плотностью энергии  $W = 0.8 \text{ Дж/см}^2$  практически не меняет содержание Ge в структурах содержащих один слой КТ, тогда как при том же количестве импульсов и плотности энергии лазерное воздействие на многослойные структуры заметно уменьшает содержание Ge в КТ (с 82% до 68%). Это указывает на то, что Ge квантовые точки в однослойных структурах имеют более высокую стабильность к растворению в Si матрице в результате импульсного лазерного нагрева, чем КТ в многослойных структурах.

Наблюдаемое различие может быть вызвано следующими причинами. Во-первых, средний уровень механических напряжений в многослойной структуре выше, чем в однослойной за счёт сложения напряжений от соседних слоёв КТ. Это может приводить к снижению температуры плавления КТ, а также облегчать диффузионный обмен между соседними слоями, что должно способствовать снижению содержания Ge в КТ за счёт диффузионного перемешивания Ge и Si. Другая возможная причина наблюдаемого эффекта может быть обусловлена зависимостью температуры плавления КТ от их размера. Согласно экспериментальным данным средний размер КТ в однослойных Ge/Si структурах меньше, чем в многослойных структурах с вертикальным совмещёнными КТ [4]. Это может приводить к заметному различию температуры плавления КТ, поскольку согласно существующим

теоретическим представлениям [5] температура плавления Ge нанокластеров, встроенных в более тугоплавкую Si матрицу, должна возрастать с уменьшением их размера. Из-за того, что средний размер КТ в многослойных структурах больше, чем однослойных структурах, их плавление и последующее растворение может происходить при меньших температурах лазерного нагрева.

При увеличении плотности энергии в лазерном импульсе до  $0,94 \text{ Дж/см}^2$  в случае однослойной структуры происходит полное растворение Ge КТ в Si окружении (рис.2,а), тогда как в случае пяти слоёв КТ при тех же параметрах лазерного воздействия их полного растворения не наблюдается (рис.2,б), а среднее содержания Ge в КТ снижается до 56%. Такое различие в результатах лазерного воздействия на исследуемые структуры можно объяснить тем, что во втором случае количество осаждённого Ge в 5 раз больше, чем в первом и требуется больше времени для полного растворения КТ.

Из данных ПЭМ следует, что средний размер КТ до лазерного воздействия больше, чем после него, причем лазерное воздействие приводит к заметному уменьшению не только латеральных, но и вертикальных размеров КТ. Данные ПЭМ позволяют заключить, что в выбранных условиях лазерного воздействия наблюдается плавление Ge нанокластеров с частичным растворением в Si матрице, что приводит к эффективному уменьшению их размеров.

Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (проект Ф09СО-015) и РФФИ (проект 08-02-00121-а).

Исследовано воздействие наносекундного (80нс) излучения на Ge/Si гетероструктуры (ГС) с одним или пятью слоями квантовых точек (КТ). Проведена оптико-пирометрическая диагностика лазерно-индуцированных процессов модификации ГС. Получены зависимости пиковой температуры облучаемой поверхности и времени существования жидкой фазы от плотности энергии  $W$  в лазерном импульсе для образцов разных типов. Методами спектроскопии комбинационного рассеяния света и просвечивающей электронной микроскопии получены данные, характеризующие изменение структурного состояния и элементного состава нанокластеров.

Литература

1. Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б., Двуреченский А.В. и др. //ФТП.-2000.-Т.34, №11. – С.1281-1289.
2. Володин В.А., Якимов А.И., Двуреченский А.В. и др.// ФТП.2006. Т.40, №2. – С. 207-214.
3. Ivlev G.D., Gatskevich E.I. // Appl. Surf. Sci. – 1999. – V. 143. – P. 265-271
4. Zhang Z., Li J.C., Jiang Q.// J. Phys. D: Appl. Phys.-2000.- V. 33.- P. 2653-2656.
5. Tersoff J., Teichert C., Lagally M. G.// Phys. Rev. Lett.-1996. – V.76.-P.1675- 1678.

**РАСSEЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОЙ ПЛЕНКОЙ ПВС, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОЧАСТИЦЫ СЕРЕБРА И АНТИСТАТИК**

<sup>1</sup>*Институт химии новых материалов НАН Беларуси,  
улица Ф. Скорины, 36, 220141 Минск, Беларусь  
nadezh\_iva@mail.ru*

<sup>2</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
tsaruk@dragon.bas-net.by*

Пленки из полимерных материалов, модифицированных наночастицами серебра, могут использоваться в качестве термовлагодостойких линейных поляризаторов, работающих на пропускание [1, 2], а также в качестве многофункциональных оптических устройств жидкокристаллических индикаторов (ЖКИ) – пассивных источников освещения с управляемым фоном [3], одновременно являющимися в определенном диапазоне углов наблюдения линейными отражательными поляризаторами.

Ранее методом лазерной гониофотометрической стокс-поляриметрии нами были изучены закономерности изменения, в широком диапазоне углов наблюдения, рассеивающих и поляризующих свойств, как исходных (ПВС), так и пленок, подвергшихся модификации наночастицами серебра, а также ориентированию растяжением, УФ-облучению и сшивки полимерной матрицы неорганическими окислителями [3]. Для получения наночастиц серебра использовался «мягкий» восстановитель – глицерин. В данной работе наночастицы Ag были получены восстановлением азотнокислого серебра четвертичными аммониевыми соединениями (ЧАС), которые вводили в раствор ПВС в дозированных количествах. Следует отметить, что ЧАС известны как эффективные антистатики и катионные поверхностно-активные вещества [4] и широко используются для обеспыливания различных покрытий и поверхностей изделий на предприятиях с чистыми производствами (микроэлектроника, оптическое приборостроение).

Целью работы являлась оптимизация технологии изготовления оптических пленок и покрытий для различных применений в оптоэлектронике, в связи с чем, путем зондирования линейно поляризованным излучением He-Ne лазера ( $\lambda = 0,63$  мкм), выявлялись изменения оптических свойств ориентированных растяжением ПВС пленок при их модификации наночастицами Ag и антистатиком – ЧАС.

Для изготовления полимерных пленок использовали 10% водный раствор ПВС марки «Moviol 28-99» от Hoechst Akiengesllschaft (Германия). В охлажденный раствор ПВС вводили дозированные количества 2% AgNO<sub>3</sub> и антистатика. Затем композицию диспергировали в

ультразвуковой ванне в течение 30 минут до однородной консистенции. Раствор наносили на обезжиренные подложки с помощью фильеры мажущего типа. Жидкие пленки сушили в термошкафу при температуре  $35 \pm 5$  °С в атмосфере растворителя в течение одних суток до остаточной влажности 7-10%. Ориентацию пленок проводили растяжением в растворе борной кислоты до аксиального отношения 4.

Рассеивающие свойства модифицированных ПВС пленок и поляризационные характеристики отраженного и прошедшего излучения изучали на лазерном гониофотометрическом стокс-поляриметре [5]. Излучение He-Ne лазера направлялось на пленку под углом  $\alpha = -5^\circ$  относительно нормали к поверхности. Регистрировалось излучение, отраженное пленкой в диапазоне углов наблюдения ( $\beta$ ) от  $5^\circ$  до  $80^\circ$  и прошедшее пленку в диапазоне  $\beta$  от  $100^\circ$  до  $175^\circ$ . Телесный угол, в котором регистрировалось отраженное излучение, составлял  $7,2 \cdot 10^{-3}$  ср, что соответствовало угловому разрешению в плоскости наблюдения  $\sim 5^\circ$ . Падающее излучение было линейно поляризовано в плоскости падения, в ортогональной ей плоскости, либо под углом  $45^\circ$ . Плоскость наблюдения располагалась горизонтально и совпадала с плоскостью падения. Исследуемые образцы устанавливались так, что направление их растяжения было ортогонально плоскости падения.

Поляризационные характеристики излучения, такие, как степень поляризации ( $P$ ), азимут поляризации ( $\varphi$ ), и эллиптичность ( $e$ ) определяли на основании измерений нормированных параметров Стокса ( $1, p_1, p_2, p_3$ ) излучения, рассеянного исследованными пленками [6]:

$$P = \frac{\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2}}{1}, \quad \varphi = \frac{1}{2} \arctg \frac{p_2}{p_1}, \quad e = \frac{\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2} - \sqrt{p_1^2 + p_2^2}}{p_3}.$$

Измерялись также двунаправленные коэффициенты отражения ( $R$ ) и пропускания ( $T$ ) исследуемых образцов:

$$R = I_r/I_0, \quad T = I_t/I_0,$$

где  $I_r$ ,  $I_t$  и  $I_0$  – интенсивности отраженного, прошедшего и падающего излучения соответственно.

Исследования показали, что введение наночастиц Ag и 10% ЧАС в исследуемые ПВС пленки практически не изменяет их коэффициент пропускания в направлении падающего луча, увеличивая, при этом коэффициент зеркального отражения  $\sim$  в 4 раза (рис. 1). Одновременно в 25-30 раз увеличивается интенсивность диффузно рассеянной компоненты отраженного и прошедшего излучения (рис. 1). При этом деполяризация излучения, рассеянного при отражении и пропускании под углами наблюдения в диапазоне от  $60^\circ$  до  $120^\circ$ , существенно уменьшается (рис. 2). Пленки, модифицированные наночастицами Ag и 10% ЧАС, обладают фазовой анизотропией, поскольку при освещении их линейно поляризованным излучением с



азимутом  $45^\circ$  относительно направления растяжения прошедшее излучение становится эллиптически поляризованным (таблица).

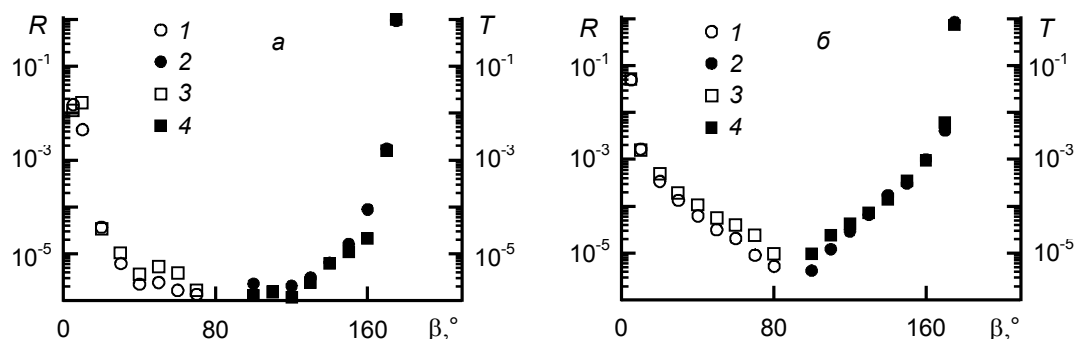


Рис. 1. Зависимость от угла наблюдения двунаправленных коэффициентов отражения (от  $5^\circ$  до  $80^\circ$ ) (1, 3) и пропускания (от  $100^\circ$  до  $175^\circ$ ) (2, 4) ориентированной ПВС пленки, модифицированной Ag (а) или Ag и 10% ЧАС (б) при освещении их излучением, поляризованным в плоскости падения (1, 2) или в перпендикулярной ей плоскости (3, 4)

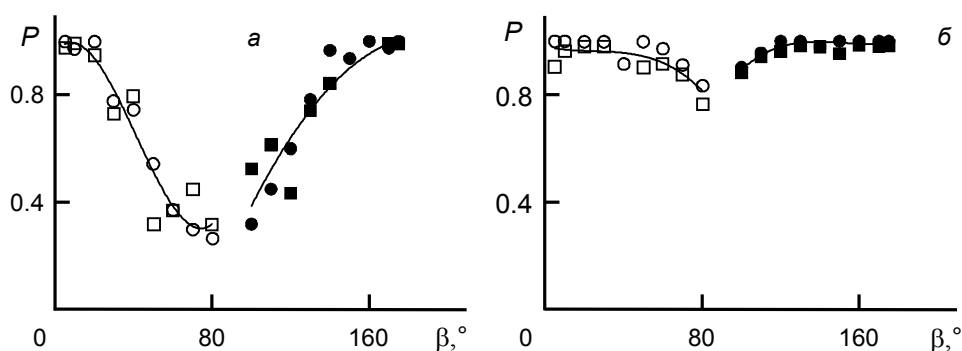


Рис.2. Зависимость от угла наблюдения степени поляризации излучения, отраженного (от  $5^\circ$  до  $80^\circ$ ) и прошедшего (от  $100^\circ$  до  $175^\circ$ ) через ориентированную ПВС пленку, модифицированную Ag (а) или Ag и 10% ЧАС (б) при освещении их излучением, поляризованным в плоскости падения (1, 2) или в перпендикулярной ей плоскости (3, 4)

Таким образом, введение наночастиц Ag и 10% ЧАС в исследуемые ПВС пленки практически не изменяет степень поляризации проходящего излучения He-Ne лазера во всем интервале углов наблюдения. Ориентация исследованных пленок приводит к появлению фазовой анизотропии (двулучепреломления) и поэтому они могут использоваться в устройствах отображения информации в качестве фазовых пленок с расширенным углом обзора.

Таблица. – Параметры ориентированных ПВС пленок и поляризационные характеристики рассеянного ими излучения при освещении образцов линейно поляризованным излучением с азимутом 45°

Способ модификации пленок	Немодифицированная ПВС пленка	Модифицированная наночастицами Ag ПВС пленка	Модифицированная наночастицами Ag и 10% ЧАС ПВС пленка
Характеристики пленок и рассеянного ими излучения			
Пропускание $T$	$0,90 \pm 0,04$	$0,77 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,03$
Степень поляризации рассеянного излучения $P$	$0,92 \pm 0,01$	$0,96 \pm 0,01$	$1,00 \pm 0,05$
Эллиптичность рассеянного излучения $e$	$-0,62 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$-0,26 \pm 0,05$
Азимут поляризации рассеянного излучения $\varphi, ^\circ$	$42,1 \pm 0,3$	$-28,9 \pm 0,7$	$-32 \pm 0,7$

Изучены рассеивающие свойства ориентированных пленок из поливинилового спирта, модифицированных наночастицами серебра и антистатиком, при освещении их линейно поляризованным излучением He-Ne лазера с длиной волны 0,63 мкм. Установлено, что введение в ПВС-пленки до 10% антистатика при модификации их наночастицами Ag, практически не изменяет поляризацию отраженного и проходящего излучения во всем интервале углов наблюдения. Доказано, что исследованные пленки являясь амплитудно изотропными при пропускании обладают фазовой анизотропией (двулучепреломлением) и могут быть использованы для компенсации фазовой задержки в ЖК устройствах отображения информации.

#### Литература

1. Студенов В.И., Томилин М.Г. Термовлагостойкий пленочный поляризатор // Оптич. журн. – 1999. – Т. 66, № 6. – С. 107 – 111.
2. Matsuda S., Yasuda Y., Ando S. Fabrication of polyimide-blend thin films containing uniformly oriented silver nanorods and their use as flexible, linear polarizers // Adv. Mater. – 2005. – Vol. 17, № 18. – P. 2221 – 2224.
3. Агабеков В.Е., Глоба И.Ю., Иванова Н.А. и др. Рассеяние поляризованного лазерного излучения полимерной пленкой, модифицированной наночастицами серебра // Вестник СПбО АИН. – 2008. – № 5. – С. 37 – 46.
4. Авт. свидетельство 1747462 А1 SU, МКП7 С09К 3/16. Антистатический состав / В.В. Солдатов [и др.] ; заявл. 08.05.1990; опубли. 15.07.1992. – 4 с.
5. Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В. Лазерный гониофотометрический стох-поляриметр // ЖПС. – 1999. – Т. 66, № 6. – С. 869 – 874.
6. Снопко В. Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения / В. Н. Снопко. – Мн.: Наука и техника, 1992.

**КИНЕТИКА ПРОЦЕССА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ГАЗАХ В УСЛОВИЯХ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ТУШЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
lsfm@imaph.bas-net.by*

**Введение.** Одним из главных источников информации о влиянии процесса взаимных переориентаций молекул доноров и акцепторов на эффективность направленного переноса энергии электронного возбуждения является изучение кинетики поляризованной флуоресценции акцепторов. Обычно такие исследования проводятся в конденсированной фазе. Скорость поворотов проявляется в ориентационном факторе при диполь-дипольном переносе энергии и передаче оптически индуцированной анизотропии от донора к акцептору даже для конденсированных сред и внутри биофизических процессов. Это еще более актуально для газов, так как скорости переориентаций молекул в газах (пикосекунды) на порядки быстрее, чем в конденсированной фазе. Целью данной работы является выяснение влияния быстрого молекулярного вращения на поляризацию люминесценции в газах в условиях тушащего действия столкновений [1]. В отличие от конденсированной фазы, где в ориентационной релаксации оптически индуцированной анизотропии из-за многочастичности взаимодействий превалирует диффузионное вращение, в газах релаксационный процесс определяется сохранением полного углового момента при свободном вращении молекулы между столкновениями и эффективностью его столкновительного сбоя. Поэтому в газах процесс переноса энергии еще в большей степени промодулирован быстрым молекулярным вращением, а деполяризация люминесценции многоатомных молекул в газовой фазе в условиях тушения синглетного возбужденного состояния представляет собой метод одновременного определения вероятностей хаотизации углового момента и сечений тушения в бимолекулярной реакции. Таким способом, например, найдены закономерности тушения возбужденных состояний и деполяризации люминесценции нескольких классов практически важных органических соединений – оксазолов, оксадиазолов, фенилбензоксазолов, паратерфенилов и кватерфенилов.

Обычно теоретически рассматривают два предельных случая: статический режим переноса, когда взаимное расположение донора и акцептора заморожено, и динамический режим с быстрой вращательной динамикой, когда по взаимным ориентациям и угловым скоростям необходимо провести усреднение сечений переноса, что может быть учтено включением зависимости от угловых моментов возбужденных молекул в сечение тушения  $\sigma_q(J)$ . Для газов безусловно более вероятен динамический режим переноса с сечениями усредненными по быстрым угловым переменным. В конденсированной среде скорости поворотов определяются

коэффициентами диффузии, а для газов это угловые моменты свободного вращения до акта передачи возбуждения акцептору.

Решением кинетических уравнений нами показано, что в газах обратная зависимость анизотропии люминесценции от частоты столкновений  $z_c$  нормированная к единице имеет вид

$$\bar{r}_0/\bar{r} = F_0^2(\infty) \left\langle \frac{1}{s + z_c \sigma_q(J) + \tau_*^{-1}} \right\rangle_J \bigg/ \tilde{Q}_0^2(s=0)$$

Здесь  $\bar{r}_0$ - анизотропия в отсутствии столкновений,  $F_0^2(\infty)$ - ориентационные корреляционные функции свободных молекулярных волчков. Чтобы исследовать влияние вращательной модуляции на процесс тушения и деполяризации необходимо решить интегральное уравнение

$$\tilde{Q}_0^2(J, s) z_c (1 + \sigma_q(J)) + \tau_*^{-1} + s - z_c F_0^2(J, \infty) \left\langle \tilde{Q}_0^2(J', s) T(J|J') \right\rangle_{J'} = F_0^2(J, \infty),$$

для Лаплас преобразования функции  $\tilde{Q}_0^2(J, s)$ , задавая ядро интеграла столкновений  $T(J|J')$ .

1. В известной модели полного столкновительного сбоя углового момента как по величине, так и по направлению (так называемой модели J-диффузии) интеграл столкновений  $T(J|J') = 1$ .

В этом случае анизотропия люминесценции с учетом тушения столкновениями

$$\bar{r}_0/\bar{r} = F_0^2(\infty) \left\langle \frac{1}{z_{c*} \sigma_q(J) + 1} \right\rangle_J \left( 1 - z_{c*} \left\langle \frac{F_0^2(J, \infty)}{z_{c*} (\sigma_q(J) + 1) + 1} \right\rangle_J \right) \bigg/ \left\langle \frac{F_0^2(J, \infty)}{z_{c*} (\sigma_q(J) + 1) + 1} \right\rangle_J$$

Безразмерная величина  $z_{c*} = z_c \tau_*$  пропорциональная частоте столкновений естественным образом нормирована временем жизни в возбужденном состоянии, так как важно лишь количество столкновений возбужденных молекул и молекул тушителей до момента испускания света.

2. В модели M-диффузии – слабого сбоя углового момента предполагают, что величина угловых моментов молекул практически сохраняется, а проекция момента на ось симметрии молекулярного волчка  $J_z$  хаотизируется столкновениями.

$$T(J|J') = \frac{\delta(J - J') J \sqrt{b} \exp\{-bJ^2 \varepsilon^2 / 2\}}{\sqrt{2\pi} \operatorname{erf}(J\sqrt{b}/2)}$$

$$\bar{r}_0/\bar{r} = F_0^2(\infty) \left\langle \frac{1}{z_{c*} \sigma_q(J) + 1} \right\rangle_{JM} \bigg/ \left\langle \frac{M_0^2(J, \infty)}{z_{c*} (\sigma_q(J) + 1 - M_0^2(J, \infty)) + 1} \right\rangle_{JM}$$

$$M_0^2(J, \infty) = \frac{1}{2} \chi^{1/2} J \exp\{-J^2 / 2\} \operatorname{erf}\{J(b/2)^{1/2}\} F_0^2(J, 0)$$

3. Если также предположить, что величина углового момента почти не изменяется при столкновении, а его ориентация до и после столкновения независимы, ядро интеграла столкновений  $T(J|J') = \delta(J - J')$ . В такой J-коррелированной модели ориентационной релаксации со столкновениями хаотизирующими лишь ориентацию моментов

$$\bar{r}_0 / \bar{r} = F_0^2(\infty) \left\langle \frac{1}{z_{c*} \sigma_q(J) + 1} \right\rangle_J \bigg/ \left\langle \frac{F_0^2(J, \infty)}{z_{c*} (\sigma_q(J) + 1 - F_0^2(J, \infty)) + 1} \right\rangle_J$$

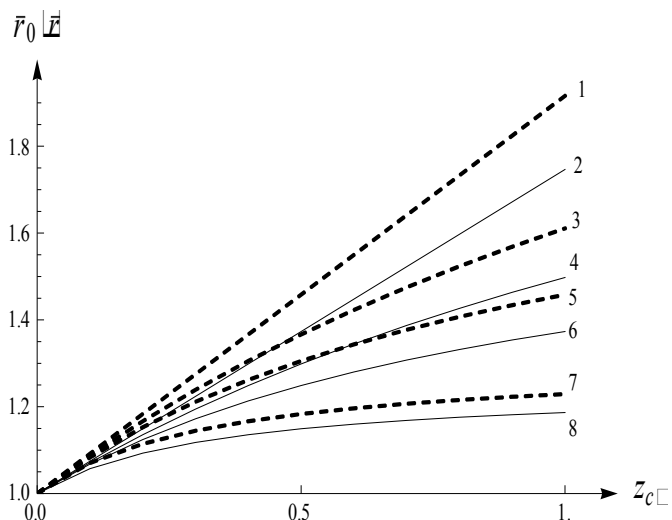


Рис. 1. Зависимость  $\bar{r}_0 / \bar{r}$  от частоты столкновений  $z_{c*}$  для плоских молекул в моделях J – коррелированной релаксации (штриховые кривые) и J-диффузии (сплошные); (1,2) - сечение тушения  $\sigma_q = 0$ ; (3,4) - 0,5; (5,6) - 1; (7,8) - 3.

На рис.1 приведены рассчитанные в соответствии с полученными выражениями зависимости обратной величины нормированной анизотропии от частоты столкновений  $z_{c*}$  в моделях J-коррелированной релаксации и J-диффузии для различных сечений тушения. Как видно из рисунка на ход затухания анизотропии существенное влияние оказывает эффективность сбоя углового момента. Вместе с тем с увеличением сечения тушения различие между этими предельными ситуациями сохранения и хаотизации момента (сплошные и штриховые

кривые на рис.1) сглаживается. Между столкновениями величина углового момента ансамбля свободных молекул имеет больцмановское распределение  $\sim \exp\{-aJ^2\}$  с параметром  $a$ , зависящим от моментов инерции молекул и температуры.

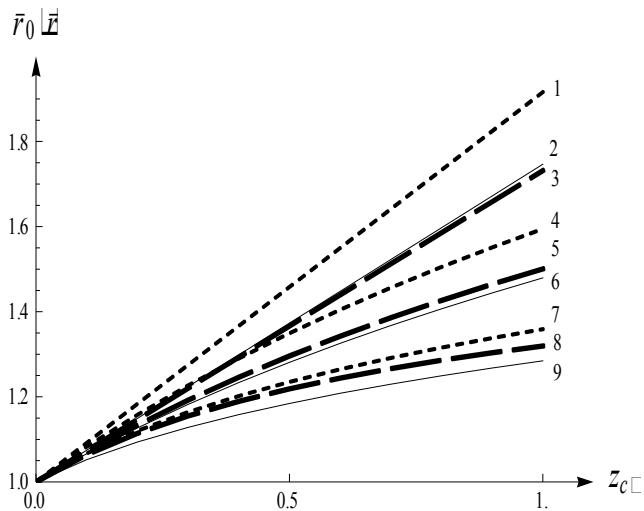


Рис. 2. Зависимость  $\bar{r}_0/\bar{r}$  от  $z_{c*}$  для  $\sigma_q = \exp\{-0.2J^2\}$ ; (1-3) -  $\sigma_q = 0$ ; (4-6) - 1; (7-9) - 3. Штриховые кривые 1,4,7 – модель J-коррелированной релаксации, сплошные 2,5,8 – J-диффузия, штрихпунктирные 3,6,9 – M-диффузия.

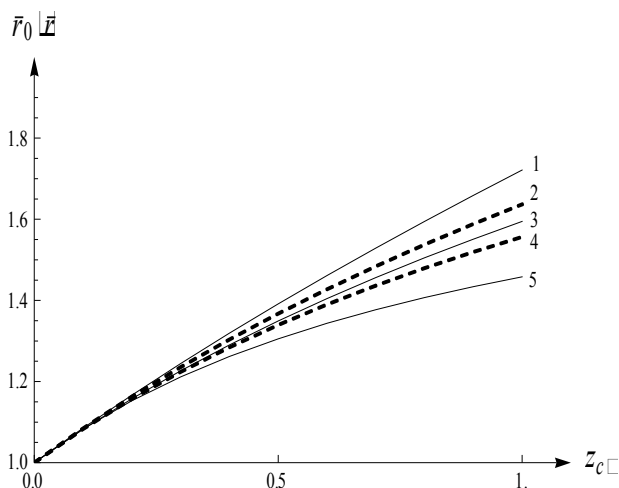


Рис. 3. Зависимость  $\bar{r}_0/\bar{r}$  от  $z_{c*}$  для  $\sigma_q = (1 + aJ^2)^{-1}$  (сплошные кривые),  $\sigma_q = \exp\{-aJ^2\}$  (штриховые кривые). 1 -  $a = 0$ ; 2,3 -  $a = 0.2$ ; 4,5 -  $a = 0.5$ .

На рис. 2 приведены зависимости обратной величины анизотропии от частоты столкновений для трех рассмотренных моделей сбоем углового момента при условии, что процесс переноса энергии электронного возбуждения промодулирован с гауссовски распределенной частотой  $\sim \exp\{-0.2J^2\}$ . Зависимости сечения тушения от скорости молекулярного вращения существенно различаются и модуляция скоростью проявляется в различии наклона кривых для всех моделей столкновительного сбоем углового момента.

На рис.3 даны расчетные кривые анизотропии люминесценции для различных параметров  $a$  в модели J-коррелированной релаксации. Как видно из рисунка, величина этого параметра, задающего резкость гауссовской функции и степень модуляции, сильно влияет на наклон кривых деполяризации. Для сравнительной оценки расчет выполнен также и с зависимостью вида  $\sigma_q = (1 + aJ^2)^{-1}$ . Но как показывает расчет, для эффективности деполяризации скорее важна степень модуляции скоростью а не явный вид зависимости. Та же тенденция сохраняется и для J- и M- диффузии.

#### Заключение.

Эффект вращательной модуляции процесса переноса электронного возбуждения, который часто рассматривается при изучении эффективности направленной передачи энергии электронного возбуждения молекул в конденсированных средах, на границах раздела и внутри биомолекул, безусловно необходимо учитывать и в газах при совместном изучении деполяризации и тушения люминесценции

столкновениями. Поскольку в этом случае можно контролировать бинарность процесса взаимодействия и подбирать партнеры практически одинаковые в смысле сбое углового момента, но являющиеся тушителями либо напротив не обладающие тушащим действием, такой эффект может быть детально исследован именно в газовой фазе. Более того, так как процесс тушения может происходить по разным механизмам (диполь-дипольный, обменный, с образованием молекулярного комплекса) и иметь различные характерные времена, эффект быстрых взаимных переориентаций донора и акцептора приведет к существенному различию зависимостей анизотропии люминесценции от частоты столкновений. Это может служить методом выяснения механизма переноса электронного возбуждения в молекулярных системах.

Исследован процесс столкновительной деполяризации люминесценции многоатомных молекул в газах в динамических условиях тушения. Показано, что с учетом зависимости сечения тушения от скоростей взаимной переориентации доноров и тушителей эффективность тушения энергии электронного возбуждения существенно возрастает с ростом степени вращательной модуляции процесса взаимодействия и проявляется в деполяризации люминесценции.

Литература

1. Блохин А. П., Толкачев В. А.. ЖПС. 2010.Т.77, № 5.С.686-694.

**ДЕЗАКТИВАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОНО- И ДИПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ ПОРФИРИНОВ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь  
kruk@imaph.bas-net.by*

Тетрапиррольные молекулы являются амфотерными соединениями, т.е. проявляют свойства, как оснований, так и кислот, поэтому макроцикл способен отдавать протоны сильному основанию и присоединять их в кислой среде. Присоединение одного или двух протонов в ядре тетрапиррольного макроцикла с образованием моно- и дипротонированной форм приводит к существенным конформационным перестройкам макроцикла. Стерические взаимодействия дополнительного протона (протонов) с протонами пиррольных колец препятствуют размещению последних в плоскости макроцикла. В результате, формируется неплоский конформер седлообразного типа (отмечается возможность формирования смешанного типа искажения макроцикла: седлообразного с примешиванием рифленого [1]). Установление каналов дезактивации энергии электронного возбуждения в протонированных и депротонированных формах тетрапиррольных молекул представляет собой важную задачу для спектроскопии макрогетероциклических соединений в целом, а также имеет практическую значимость в связи с возможностью использования данных молекулярных систем при создании наноразмерных люминесцентных сенсоров различного назначения [2].

Изменения спектральных и фотофизических характеристик, сопровождающие образование дважды протонированных форм тетрапиррольных соединений, обусловлены формированием неплоского конформера тетрапиррольного макроцикла и возможностью комплексообразования с кислотными остатками либо с другими анионами в растворах [3-5, и ссылки в них]. Однако вклады каждого из данных явлений в наблюдаемые изменения спектральных и фотофизических характеристик выделены не были. Результаты анализа литературных данных указывают, что в дезактивации энергии электронного возбуждения дважды протонированных форм порфиринов существенную роль играют процессы безызлучательной внутренней  $S_1 \rightarrow S_0$  конверсии. Квантовый выход флуоресценции  $\Phi_{fl}$  при образовании дважды протонированной формы уменьшается, причем его величина зависит как от структуры тетрапиррольной молекулы, так и от строения и состава кислотного остатка. Было предложено объяснить тушение флуоресценции дважды протонированных форм эффектом тяжелого атома либо посредством внутримолекулярного переноса заряда, однако достоверных свидетельств в пользу какого либо из них до настоящего времени не представлено.



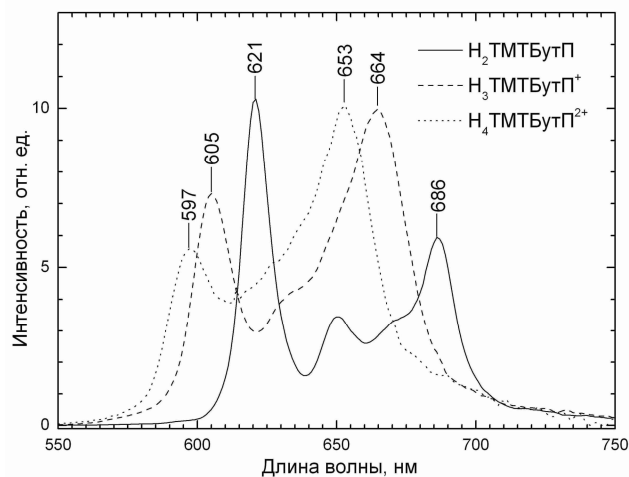


Рис. 1. Спектры флуоресценции свободного основания  $H_2TMTButP$  и его моно- и дипротонированных форм.  $\lambda_{возб} = 460$  нм

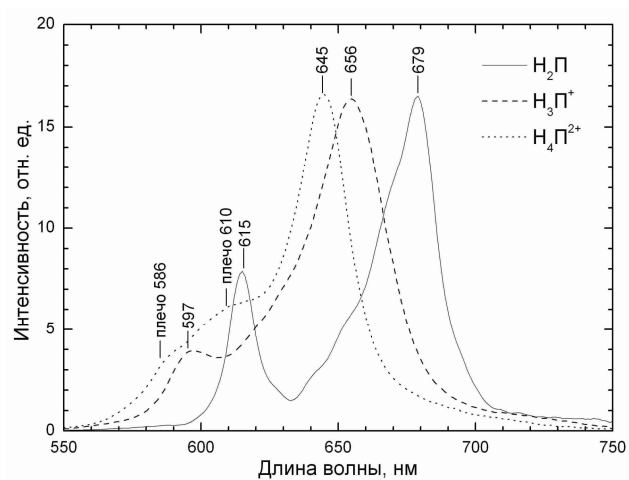


Рис. 2. Спектры флуоресценции свободного основания  $H_2P$  и его моно- и дипротонированных форм.  $\lambda_{возб} = 460$  нм

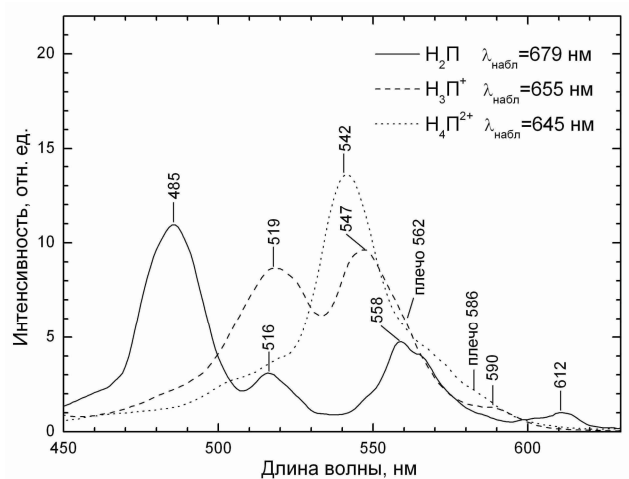


Рис. 3. Спектры возбуждения флуоресценции свободного основания  $H_2P$  и его моно- и дипротонированных форм

В настоящем сообщении представляются результаты изучения спектральных и фотофизических свойств моно- и дважды протонированных форм порфина ( $H_2P$ ) и 3,7,13,17-тетраметил-2,8,12,18-тетрабутил порфирина ( $H_2TMTButP$ ). Выполнено флуорометрическое и спектрофотометрическое титрование данных соединений в ацетонитрильных растворах (Рис. 1-

3). Обнаружено, что спектральные свойства протонированных продуктов  $\text{H}_2\text{TMTButP}$  и  $\text{H}_2\text{OЭП}$  [3,4] близки. В отсутствие эффекта внутреннего тяжелого атома квантовые выходы флуоресценции  $\Phi_{\text{фл}}$  дважды протонированных форм оказались близкими (0,07-0,085 [4] и 0,09 [5], соответственно). Величины  $\Phi_{\text{фл}}$  для моно- и дважды протонированных форм  $\text{H}_2\text{TMTButP}$  в отсутствие эффекта внутреннего тяжелого атома отличаются незначительно: в ряду  $\text{H}_2\text{TMTButP}$ ,  $\text{H}_3\text{TMTButP}^+$ ,  $\text{H}_4\text{TMTButP}^{2+}$  величина  $\Phi_{\text{фл}}$  составляет 0,094, 0,074 и 0,09, соответственно.

Для дважды протонированных молекул  $\text{H}_2\text{TMTButP}$  нами были детально исследованы вероятности каналов дезактивации энергии электронного возбуждения. Установлено, что при образовании комплексов с галогенид-ионами происходит небольшое уменьшение вероятности флуоресценции  $k_{\text{фл}}$  и значительный рост вероятности интеркомбинационной конверсии  $k_{\text{ISC}}$ . Это приводит к существенному уменьшению квантового выхода флуоресценции  $\Phi_{\text{фл}}$ , и как следствие, к падению интенсивности свечения. Анализ изменения интегральной интенсивности флуоресценции при формировании комплексов  $\text{H}_4\text{TMTButP}^{2+} \cdot 2\text{NaI}^-$  показал наличие однозначной взаимосвязи между величиной флуоресцентного сигнала либо вероятности интеркомбинационной конверсии  $k_{\text{ISC}}$  и функцией константы спин-орбитальной связи  $\zeta$  (рис. 4 и 5). Полученные зависимости указывают на то, что изменение интенсивности флуоресценции молекулы порфирина при образовании комплекса с галогенид-ионами обусловлено явлением внутреннего тяжелого атома.

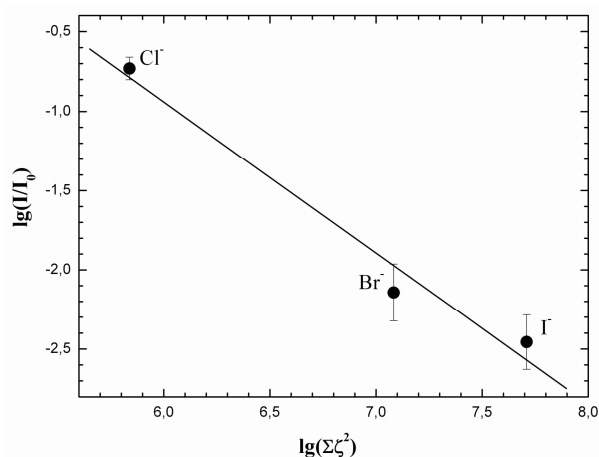


Рис. 4. График зависимости отношения интегральных интенсивностей флуоресценции  $I/I_0$  от суммы квадратов факторов спин-орбитальной связи  $\zeta^2$  галогенид-ионов в комплексах  $\text{H}_4\text{TMTButP}^{2+} \cdot 2\text{NaI}^-$

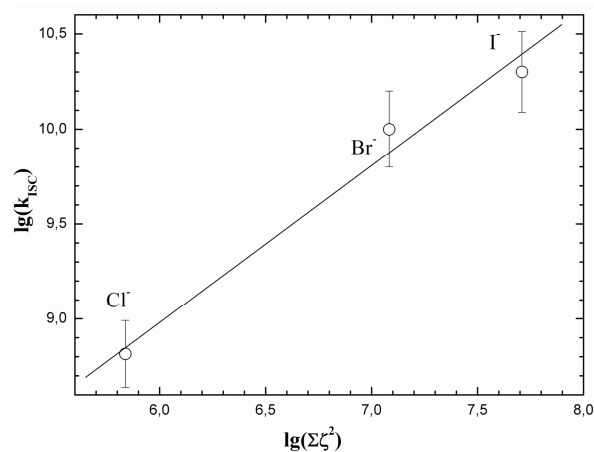


Рис. 5. График зависимости константы скорости интеркомбинационной конверсии  $k_{\text{ISC}}$  от суммы квадратов факторов спин-орбитальной связи  $\zeta^2$  галогенид-ионов в комплексах  $\text{H}_4\text{TMTButP}^{2+} \cdot 2\text{NaI}^-$

Значительный рост вероятности интеркомбинационной конверсии  $k_{\text{ISC}}$  приводит к тому, что именно интеркомбинационная  $S_1 \rightarrow T_1$  конверсия становится основным каналом

деактивации нижнего синглетного  $S_1$ -состояния комплексов  $H_4TMTButP^{2+} \cdot 2Hal^-$ , причем для комплексов с ионами  $Br^-$  и  $I^-$  величина квантового выхода интеркомбинационной конверсии  $\Phi_{ISC}$  в пределах ошибки равна 1,0. Этот результат принципиально отличается от полученных ранее результатов, согласно которым молекулам дважды протонированных форм порфиринов приписывалась безусловно высокая эффективность внутренней  $S_1 \rightarrow S_0$  конверсии. В данном случае, квантовый выход внутренней конверсии в пределах погрешности равен 0.

Таким образом, наши экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что высокая эффективность внутренней конверсии в седлообразно искаженных дважды протонированных формах порфиринов не является их неотъемлемым свойством. В зависимости от строения молекулы порфирина и свойств микроокружения (полярности и структурной организации сольватной оболочки) вероятности внутримолекулярных каналов дезактивации энергии электронного возбуждения могут существенно изменяться. В данном случае, внутренняя конверсия не наблюдается ни для свободных молекул дважды протонированной формы, ни для комплексов с галогенид-ионами.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект X10P-001).

Изучены спектральные и фотофизические свойства моно- и дважды протонированных форм ряда порфиринов. Установлено, что эффект внутреннего тяжелого атома играет доминирующую роль в формировании скоростей каналов внутримолекулярной дезактивации энергии электронного возбуждения дважды протонированной формы  $H_4TMTButP^{2+}$  и ее комплексов с галогенид-ионами.

#### Литература

1. Rosa A., Ricciardi G., Baerends E.J., Romeo A., Scolaro L.M. Effects of porphyrin core saddling, *meso*-phenyl twisting, and counterions on the optical properties of *meso*-tetraphenylporphyrin diacids: the  $[H_4TPP](X)_2$  ( $X = F, Cl, Br, I$ ) series as a case study // J. Phys. Chem. A. - 2003. - V. 107, №51. - P. 11468 – 11482.
2. Xie Y., Hill J.P., Charvet R., Ariga K. Porphyrin colorimetric indicators in molecular and nano-architectures // J. Nanoscience and Nanotechnology – 2007. - V. 7, №9. - P. 2969 - 2993.
3. Цвирко М.П., Соловьев К.Н., Кнюкшто В.Н., Градюшко А.Т. Спектрально-люминесцентное исследование монокациона октаэтилпорфина // Журн. прикл. спектр. - 1975. - Т. 23, № 4. - С. 643 - 647.
4. Градюшко А.Т., Кнюкшто В.Н., Соловьев К.Н., Цвирко М.П. Структура и спектрально-люминесцентные свойства молекул порфиринов в кислых средах // Журн. прикл. спектр. - 1975. - Т. 23, №3. - С. 444 - 452.
5. Крук Н.Н., Старухин А.С., Мамардашвили Н.Ж., В.Б. Шейнин, Иванова Ю.Б. Определение галогенид-ионов по люминесценции дипротонированной формы порфирина // Журн. прикл. спектр. - 2007. - Т.74, № 6. - С. 750 - 755.

**FLUORESCENCE LINE NARROWING SPECTRA OF *MESO*-INDOLO[3,2-*b*]CARBAZOLYL-SUBSTITUTED PORPHYRINS**

<sup>1</sup>*B. I. Stepanov Institute of Physics of Natl. Acad. of Sci., Minsk, Belarus  
astar@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Katholieke Universiteit Leuven, Department of Chemistry, Leuven, Belgium*

<sup>3</sup>*Hasselt University, Institute for Materials Research, Diepenbeek, Belgium*

Carbazoles are quite interesting heterocyclic molecules due to their particular photophysical and redox properties: they exhibit relatively intense luminescence and undergo reversible oxidation processes. It has already been reported that carbazole and indolocarbazole derivatives are efficient hole-transporting units. Carbazole-based materials can hence be interesting alternatives for traditional silicon-based semiconductors. By taking advantage of the photophysical and redox properties of both porphyrin and carbazole subunits, new photo- and redox-active dendrimers with a porphyrin core have previously been synthesized [1]. More recently, we have reported on the spectral-luminescent and photophysical properties of a series of indolo[3,2-*b*]carbazolyl-substituted porphyrins and we have discussed the effect of the number of indolo[3,2-*b*]carbazole units attached to the porphyrin core on the optical properties of these compounds [2]. In this contribution we report on the fluorescence line narrowing spectra (FLN) obtained for Zn-5,10,15,20-tetraphenylporphyrin (ZnTPP), Zn-5,10,15,20-tetramesitylporphyrin (ZnTMP) as well as indolo[3,2-*b*]carbazolyl-substituted porphyrin compounds: Zn-5,10,15-trimesityl-20-[4-(indolo[3,2-*b*]carbazol-6-yl)phenyl]porphyrin (ZnAB<sub>3</sub>), Zn-5,15-dimesityl-10,20-bis[4-(indolo[3,2-*b*]carbazol-6-yl)phenyl]porphyrin (ZnABAB) and Zn-5-mesityl-10,15,20-tris[4-(indolo[3,2-*b*]carbazol-6-yl)phenyl]porphyrin (ZnA<sub>3</sub>B) (Fig. 1).

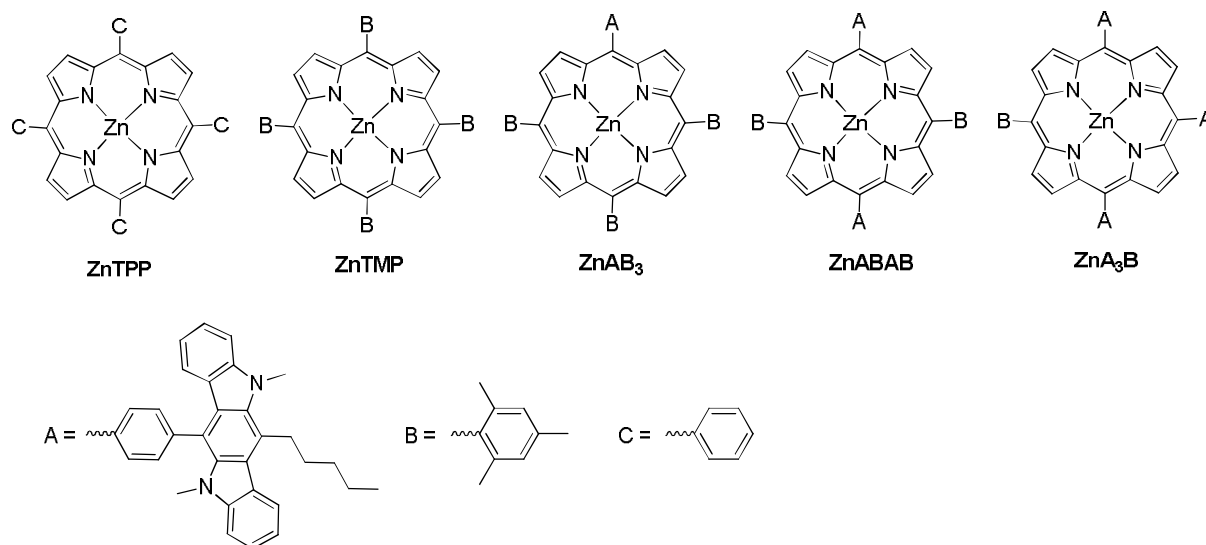


Figure 1. Structures of the studied porphyrin compounds.

Fig. 2 shows FLN spectra with well-resolved vibronic structure for all of the studied compounds. The data on the frequencies of the vibronic lines in the FLN spectra of ZnTPP, ZnTMP, ZnAB<sub>3</sub> and ZnABAB are summarized in Table 1. The frequencies and symmetry of the normal modes as well as the maximum amplitude change for natural coordinates have been determined for ZnTPP and ZnTMP on the basis of quantum-chemical calculations using the software package “Priroda” [3]. The results of the geometry optimization indicate that ZnTPP and ZnTMP differ in structure, with the distinction consisting in the orientation of the aryl rings. For ZnTPP the dihedral angles between the planes of the porphyrin core and those for each of the phenyl rings vary (lying within the 60°–72° range). On the contrary, all the mesityl groups of ZnTMP are uniformly oriented orthogonally to the plane of the porphyrin macrocycle.

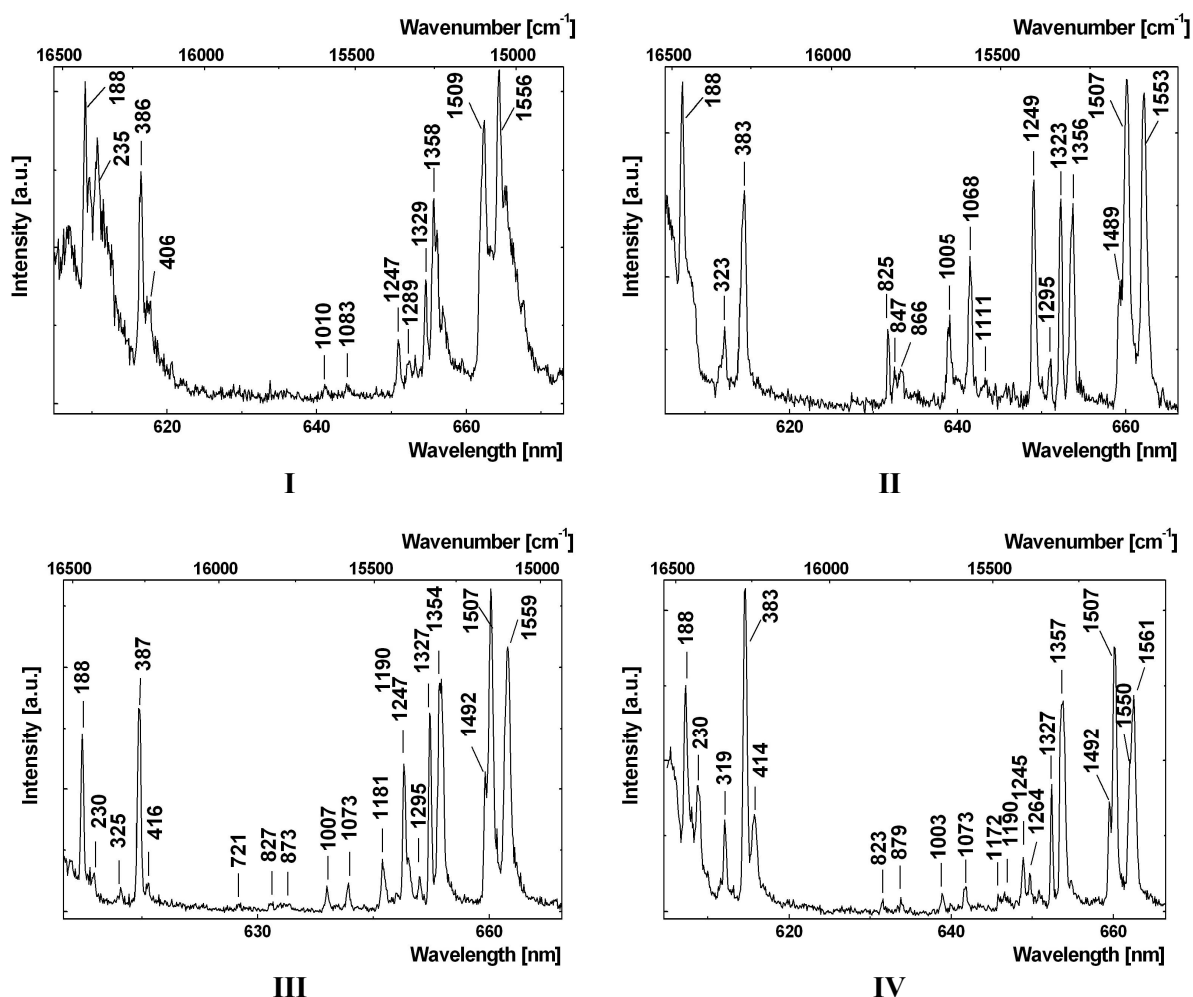


Figure 2. FLN spectra for ZnTPP (I), ZnTMP (II), ZnAB<sub>3</sub> (III) and ZnABAB (IV) in toluene matrix under selective laser excitation at 4.2 K.

Table 1. Frequencies of the normal modes [ $\text{cm}^{-1}$ ] in the FLN spectra of ZnTPP, ZnTMP, ZnAB<sub>3</sub> and ZnABAB, and theoretical data on the ZnTPP in-plane modes.

ZnTPP				ZnTMP	ZnAB <sub>3</sub>	ZnABAB
$V_{\text{exp}}$	$V_{\text{theor}}$	Symmetry (theor)	Maximum amplitude change for natural coordinates	$V_{\text{exp}}$	$V_{\text{exp}}$	$V_{\text{exp}}$
188	181	B <sub>1g</sub>	ZnN, C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> N, C <sub>m</sub> C <sub>b</sub> C <sub>a</sub>	188	188	188
235	240	B <sub>1g</sub>	$\delta(\text{C}_m\text{C}_{\text{ph}})$ , $\tau(\text{C}_{\text{ph}}\text{C}_{\text{ph}})$	-	230	230
-	310	A <sub>1g</sub>	$\delta(\text{C}_{\text{ph}}\text{C}_m)$	323	325	319
386	383	A <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> , ZnN	383	387	383
406	405	B <sub>2g</sub>	NZnN, C <sub>a</sub> NZn, C <sub>m</sub> C <sub>ph</sub> , $\tau(\text{C}_{\text{ph}}\text{C}_{\text{ph}})$	-	-	-
-	431	B <sub>2g</sub>	C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , $\delta(\text{C}_b\text{H})$	-	416	414
-	820	A <sub>2g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>b</sub> C <sub>a</sub> N	825	827	823
-	840	B <sub>1g</sub>	C <sub>b</sub> C <sub>a</sub> N, C <sub>a</sub> NC <sub>a</sub> , $\delta(\text{C}_m\text{C}_{\text{ph}})$	847	-	-
-	866	B <sub>2g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> , C <sub>m</sub> C <sub>ph</sub>	866	873	879
1010	1006	A <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>ph</sub> C <sub>ph</sub>	1005	1007	1003
1083	1067	B <sub>1g</sub>	$\delta(\text{C}_b\text{H})$ , C <sub>b</sub> C <sub>b</sub>	1068	1073	1073
-	1147	A <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> , C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> N	-	1181	1172
-	1161	B <sub>2g</sub>	$\delta(\text{C}_b\text{H})$ , C <sub>a</sub> C <sub>b</sub>	-	1190	1190
1247	1228	A <sub>1g</sub>	C <sub>m</sub> C <sub>ph</sub> , C <sub>a</sub> N	1249	1247	1245
	1257	B <sub>2g</sub>	C <sub>m</sub> C <sub>ph</sub> , C <sub>a</sub> N, C <sub>m</sub> C <sub>a</sub> N		-	1264
1289	1268	B <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> N, C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>a</sub> NC <sub>a</sub>	1295	1295	-
1329	1317	A <sub>2g</sub>	$\delta(\text{C}_b\text{H})$ , C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> C <sub>b</sub>	1323	1327	1327
1358	1345	A <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>b</sub> , C <sub>a</sub> N, C <sub>a</sub> NC <sub>a</sub>	1356	1354	1357
-	1446	B <sub>2g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> , C <sub>m</sub> C <sub>ph</sub> , C <sub>a</sub> N	1489	1492	1492
1509	1493	B <sub>1g</sub>	C <sub>b</sub> C <sub>b</sub> , $\delta(\text{C}_b\text{H})$	1507	1507	1507
1553	1539	A <sub>2g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> , C <sub>b</sub> C <sub>b</sub>	1556		1550
	1544	B <sub>1g</sub>	C <sub>a</sub> C <sub>m</sub> , C <sub>b</sub> C <sub>a</sub> N, $\delta(\text{C}_m\text{C}_{\text{ph}})$		1559	1561

Changing the *meso*-substitution pattern of the porphyrin macrocycle from hydrogen to aryl and indolo[3,2-*b*]carbazolyl groups leads to alterations in the set of normal vibrations. *meso*-Substitution leads to noticeable changes in the frequencies of most normal modes of the porphyrin macrocycle, being especially pronounced for the C<sub>a</sub>C<sub>m</sub> vibrations (decreasing the values of the frequencies more than 50  $\text{cm}^{-1}$  in comparison with similar frequencies for the metallocomplexes of porphyrin). The modes with frequencies above 1200  $\text{cm}^{-1}$  are less sensitive for all of the studied compounds. The frequency of the deformation modes with substantial participation of the hydrogen atoms at the  $\beta$ -positions of the pyrrole rings ( $\delta(\text{C}_b\text{H})$ ) is 1083  $\text{cm}^{-1}$  for ZnTPP, but for ZnTMP the corresponding mode decreases down to 1068  $\text{cm}^{-1}$ . This difference is likely to be due to an essentially more active interaction between the hydrogens of the phenyl rings and the  $\beta$ -pyrrole hydrogens. In the frequency range below 450  $\text{cm}^{-1}$  the vibrations with participation of the mesityl and phenyl groups are the most active ones. For example, the line with frequency 235  $\text{cm}^{-1}$  in the spectrum of ZnTPP belongs to deformation and twisted modes involving phenyl rings.

The activity of the lines with frequencies 825, 847 and 866  $\text{cm}^{-1}$  in the FLN spectra of ZnTMP result from vibronic coupling. The absorptivity of the ZnTMP 0-0 electronic transition is the weakest when compared with ZnAB<sub>3</sub> and ZnABAB [2]. We have shown earlier that the activity of lines with participation of nontotally symmetrical modes is enhanced in FLN spectra for compounds with relatively weak intensity of the 0-0 transition in absorption [4]. For ZnAB<sub>3</sub> and ZnABAB a decrease in intensity is observed which is reciprocal to the 0-0 transition intensity.

This work is supported by the project FP7-PEOPLE-2009-IRSES-247260-DphotoD

Fluorescence line narrowing methods have been used in the study of Zn-porphyrins which are substituted at the *meso*-positions with aryl or/and indolo[3,2-*b*]carbazole moieties. The frequencies, maximum amplitude change for natural coordinates and the symmetry of the normal modes for ZnTPP and ZnTMP have been determined on the basis of quantum-chemical calculations. An explanation for the spectral changes upon substitution with indolo[3,2-*b*]carbazole units is proposed.

#### References

1. Loiseau F., Campagna S., Hameurlaine A., Dehaen W., Dendrimers made of porphyrin cores and carbazole chromophores as peripheral units. Absorption spectra, luminescence properties, and oxidation behavior // J. Am. Chem. Soc. - 2005. - V. 127. - № 32. - P. 11352–11363.
2. Maes W., Ngo T.H., Rong G., Starukhin A.S., Kruk M.M., Dehaen W., *meso*-Indolo[3,2-*b*]carbazolyl-substituted porphyrinoids: synthesis, characterization and effect of the number of indolocarbazole moieties on the photophysical properties // Eur. J. Org. Chem. - 2010. - V. 13. - P. 2576–2586.
3. Laikov D.N., Fast evaluation of density functional exchange-correlation term using the expansion of the electron density in auxiliary basis sets // Chem. Phys. Lett. - 1997. - V. 281. - № 1-3. - P. 151–156.
4. Starukhin A.S., Gladkov L.L., Shulga A.M., Manifestation of vibronic coupling of intensities in fluorescence spectra of metalloporphyrins // J. Appl. Spectrosc. - 1999. - V. 66. - № 4. - P. 518–522.

## ТОНКОСТРУКТУРНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ ПОРФИНА ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь  
astar@imaph.bas-net.by

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск,  
Беларусь

Причиной проявления широких полос в спектрах органических молекул в изотропных матрицах является неоднородное уширение, которое может быть эффективно устранено при одновременном использовании селективного лазерного возбуждения при температуре жидкого гелия [1]. Представлялось интересным применить указанный метод для регистрации тонкоструктурных спектров протонированных форм порфина в кислых твердых растворах, так как особенности строения молекул порфиринов приводят к трансформации ряда спектральных параметров при изменении рН среды.

В настоящей работе зарегистрированы высокоразрешенные спектры флуоресценции дважды протонированной формы порфина ( $H_4P^{2+}$ ) в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M$   $HClO_4$ , а также его дейтерированного по центру аналога ( $D_4P^{2+}$ ) в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M$   $D_2SO_4$  при 4,2 К и селективном лазерном возбуждении. Для дважды протонированной формы порфина и ее дейтерированного аналога выполнены квантово-химические расчеты с использованием метода функционала плотности и использованием пакета программ «Природа» [2]. Структурные формулы порфина  $H_2P$  и его дважды протонированных форм  $H_4P^{2+}$  и  $D_4P^{2+}$  показаны на рис. 1.

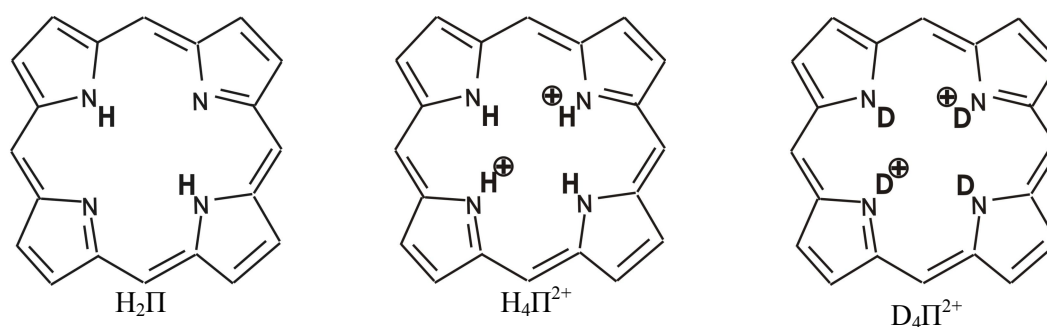


Рис.1 Структурные формулы исследованных соединений

Тонкоструктурные спектры флуоресценции  $H_4P^{2+}$  (а) в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M$   $HClO_4$ , а также  $D_4P^{2+}$  (б) в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M$   $D_2SO_4$  при 4,2 К и селективном лазерном возбуждении приведены на рис.2. В таблице представлены результаты сопоставления



экспериментальных и рассчитанных частот порфина  $H_2P$ , его дважды протонированных форм  $H_4P^{2+}$  и  $D_4P^{2+}$ , а также форма колебаний для  $H_4P^{2+}$ .

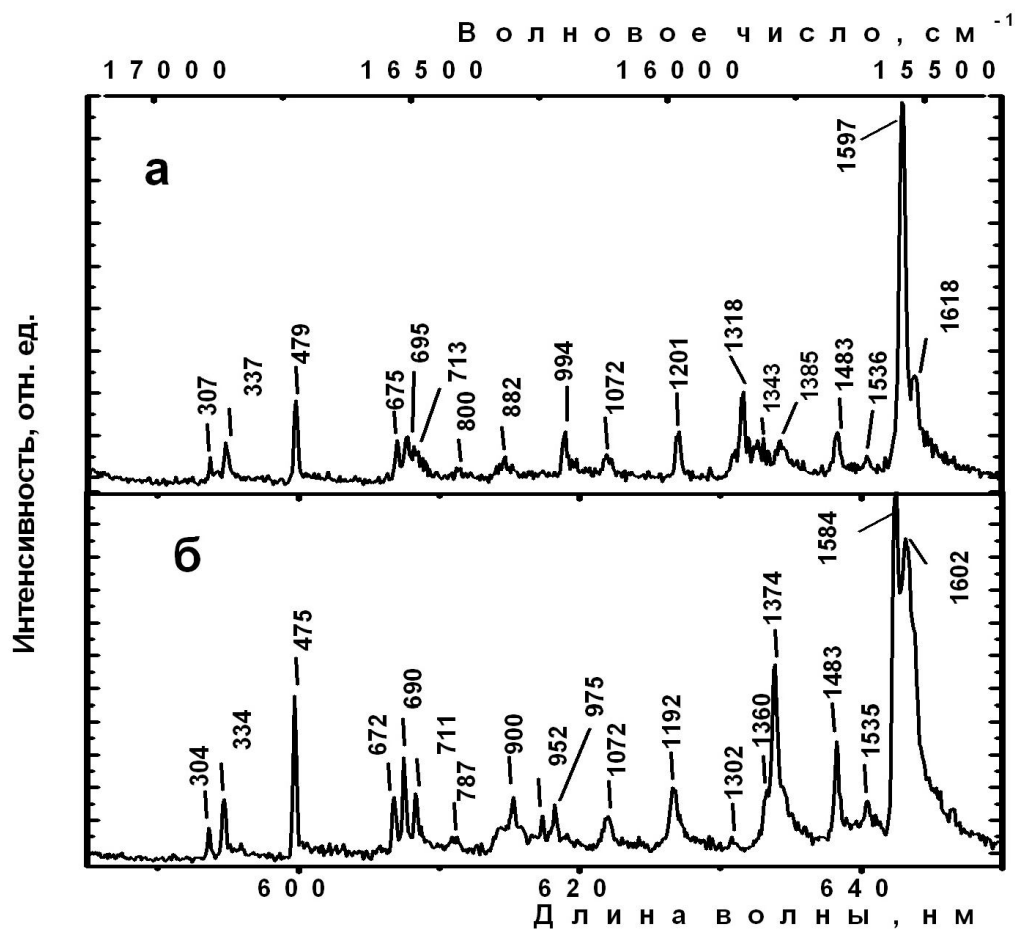


Рис. 2. Тонкоструктурные спектры флуоресценции при 4,2 К: а)  $H_4P^{2+}$  в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M HClO_4$ , б)  $D_4P^{2+}$  в смеси ацетонитрил- $10^{-3}M D_2SO_4$ .  $\lambda_{возб}=582$  нм

Оптимизация геометрии показала, что в отличие от плоской молекулы порфина, его дважды протонированная форма подвержена неплоскостным искажениям и принадлежит к точечной группе симметрии  $D_{2d}$  (Рис. 3). При этом два противоположных пиррольных кольца повернуты относительно  $SS$ -связей метиновых мостиков так, что их атомы азота расположены над средней плоскостью макроцикла, а два других – под ней. Такая форма неплоского строения приводит к активизации неплоских колебаний по отношению к плоскостям пиррольных колец. В тонкоструктурных спектрах зарегистрирован ряд линий, обусловленных неплоскими колебаниями макроцикла. Так, линия с частотой  $479\text{ см}^{-1}$ , являющаяся одной из самых интенсивных в спектре  $H_4P^{2+}$ , относится к практически чистому неплоскому колебанию с выходом из плоскости  $C_b$  атомов пиррольных колец, а также  $C_m$  атомов углерода метиновых

мостиков (см. табл.). Колебание с частотой  $675\text{ см}^{-1}$  соответствует неплоскому колебанию с выходом из молекулярной плоскости атомов азотов пиррольных колец.

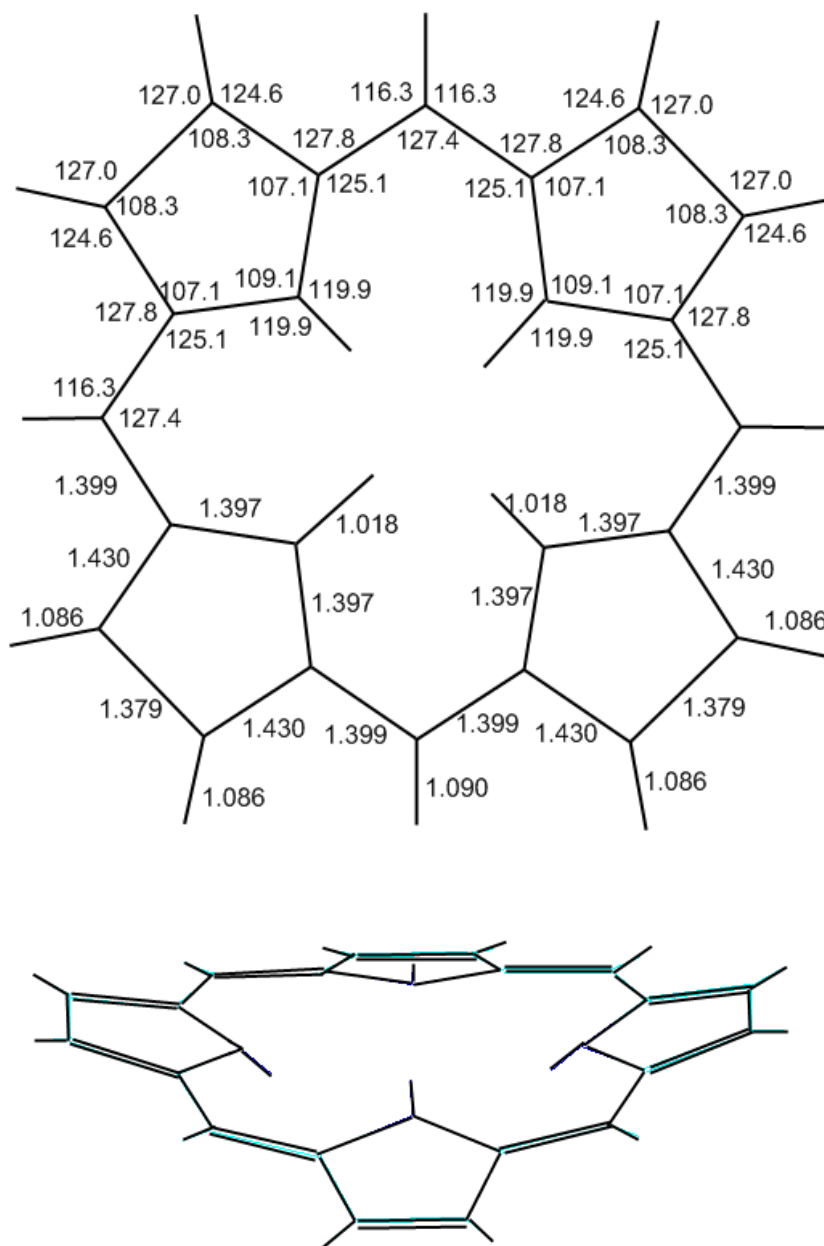


Рис. 3. Валентные углы и длины связей (вверху) и оптимизированная геометрия молекулы  $\text{H}_4\text{P}^{2+}$  (внизу)

Согласно экспериментальным данным и результатам расчетов, частоты и форма большинства колебаний существенно изменяются по сравнению с соответствующими колебаниями свободного основания порфина (см. табл.). Так в спектрах наблюдается неплоское колебание  $\text{C}_m\text{H}$  групп с частотой  $882\text{ см}^{-1}$ , которое не наблюдается в спектрах порфина.

Плоское деформационное колебание с участием  $\delta(\text{ND})$  групп проявляется в спектре с частотой  $952 \text{ см}^{-1}$ , тогда как в спектре порфина аналогичное колебание имеет частоту около  $860 \text{ см}^{-1}$ .

Таблица. Частоты и формы колебаний  $\text{H}_4\text{P}^{2+}$  и  $\text{D}_4\text{P}^{2+}$

$\text{H}_4\text{P}^{2+}$		$\text{D}_4\text{P}^{2+}$		Форма колебаний для $\text{H}_4\text{P}^{2+}$
$\nu_{\text{эксп}}$	$\nu_{\text{теор}}$	$\nu_{\text{эксп}}$	$\nu_{\text{теор}}$	
307	298	304	295	$\text{C}_a\text{C}_m\text{C}_a$
337	352	334	350	$\text{C}_b\text{C}_m$
479	462	475	463	$\rho(\text{C}_b), \rho(\text{C}_m)$
675	673	672	668	$\text{Fs}, \rho(\text{N})$
696	703	690	702	$\text{C}_a\text{C}_m\text{C}_a, \text{C}_a\text{C}_b\text{N}$
713	724	711	724	$\text{C}_a\text{N}, \text{C}_b\text{C}_a\text{C}_m$
	783	?	768	$\text{C}_a\text{NH}, \text{C}_b\text{C}_a\text{C}_m$
882	867	900	858	$\rho(\text{C}_m\text{H})$
	978	952	943	$\text{C}_a\text{N}, \text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_a\text{NC}_a, \text{C}_a\text{C}_b\text{C}_b$
	981		871	$\text{C}_a\text{N}, \text{C}_a\text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_m\text{C}_a\text{N}$
994	986	975	969	$\text{C}_a\text{C}_b, \text{C}_a\text{NC}_a$
1072	1073	1072	1073	$\text{C}_b\text{C}_b, \delta(\text{C}_b\text{H})$
1201	1191	1192	1189	$\text{C}_a\text{C}_b, \text{C}_a\text{NC}_a, \delta(\text{C}_m\text{H})$
1318	1257		1089	$\delta(\text{NH})$
-	1340		1330	$\text{C}_a\text{N}, \text{C}_a\text{C}_b, \text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_a\text{C}_b\text{C}_b, \delta(\text{C}_b\text{H}), \delta(\text{NH})$
-	1374	1374	1362	$\text{C}_a\text{N}, \text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_a\text{C}_b, \text{C}_a\text{C}_m, \delta(\text{C}_m\text{H}), \text{C}_a\text{NC}_a$
-	1400	-	1400	$\text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_a\text{C}_m, \text{C}_a\text{NC}_a$
1483	1495	1483	1492	$\text{C}_a\text{C}_m, \text{C}_b\text{C}_b, \text{C}_a\text{NC}_a$
1536	1551	1535	1542	$\text{C}_a\text{C}_m, \text{C}_b\text{C}_b, \delta(\text{C}_m\text{H}), \delta(\text{NH})$
1597	1572?	1584	1564	$\text{C}_a\text{C}_m, \delta(\text{C}_m\text{H}), \delta(\text{NH})$
1618	1590	1602	1590	$\text{C}_a\text{C}_m, \delta(\text{C}_m\text{H}), \text{C}_a\text{NC}_a$

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (проект X10P-001).

Зарегистрированы тонкоструктурные спектры флуоресценции дважды протонированной формы порфина и ее дейтерированного по центру молекулы аналога. Выполнены квантово-химические расчеты частот и форм нормальных колебаний. Показано, что молекула  $\text{H}_4\text{P}^{2+}$  имеет неплоское строение и принадлежит к точечной группе симметрии  $\text{D}_{2d}$ . Установлена высокая активность неплоских колебаний порфиринового макроцикла, что является отличительной чертой вибронных спектров дважды протонированных форм по отношению к спектрам свободного основания порфина.

#### Литература

1. Персонов Р.И., Альшиц Е.И., Быковская Л.А., Возникновение тонкой структуры в спектрах флуоресценции сложных молекул при лазерном возбуждении // Письма в ЖЭТФ. - 1972. - Т. 15, № 10. - С. 609 - 611.
2. Laikov D.N., Fast evaluation of density functional exchange-correlation term using the expansion of the electron density in auxiliary basis sets // Chem. Phys. Lett. - 1997. - V. 281, № 1-3. - P. 151 -156.

**ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПЛАЗМОННЫХ  
НАНОСТРУКТУРАХ Ag/Na<sub>3</sub>AlF<sub>6</sub> ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ  
СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

*Институт физики НАН Беларуси, г. Минск*

Изучение динамики электронных возбуждений в плазмонных наноструктурах важно для решения практических задач, связанных с созданием быстродействующих полностью оптических модулирующих устройств и переключателей, разработкой методов диагностики наноструктурированных материалов. Как показали многочисленные исследования последних лет, вследствие ограниченного размера металлических наночастиц электронная динамика в них отличается от случая объемной среды [1-3] и может зависеть как от материала частиц, так и от их размера, формы, плотности упаковки, а также типа матрицы. В то же время, недостаточно исследованным остается влияние топологии на амплитудные и временные параметры нелинейно-оптического отклика нанокomпозитных структур при их возбуждении ультракороткими световыми импульсами.

Нами исследованы планарные плазмонные наноструктуры, включающие в свой состав плотноупакованные монослои наночастиц серебра (островковые пленки) в криолитовой матрице. Наноструктуры Ag/Na<sub>3</sub>AlF<sub>6</sub> изготавливались на вакуумной установке ВУ-1А последовательным осаждением серебра и криолита на стеклянные и кварцевые подложки. Варьировались значения поверхностной концентрации наночастиц в монослое (0,4 - 0,7), число монослоев (1-5), толщина диэлектрических промежутков между монослоями (80 нм и 11 нм).

Измерения спектрально-кинетических характеристик образцов проводились с использованием фемтосекундного спектрометра, в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов - лазер на сапфире с титаном с импульсной синхронной накачкой. Возбуждение производилось в полосе поверхностного плазмонного резонансного поглощения (ППРП) наноструктуры, на длине волны 395 нм. Длительность импульса составляла 140 фс, энергия импульса ~ 10 мкДж. Изменение оптической плотности  $\Delta D$  рассчитывалось по формуле  $\Delta D(\lambda, t) = \lg(T_0/T)$ , где  $T = I_{\text{проб}}/I_{\text{оп}}$  и  $T_0 = I_{\text{проб}}^0/I_{\text{оп}}^0$  - отношения энергий пробного и опорного импульсов, прошедших через исследуемый образец при возбуждении и без возбуждения.

На рис. 1 представлены стационарные спектры пропускания в области полосы ППРП монослоев Ag с поверхностными плотностями массы  $1,89 \cdot 10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  (1) и  $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  (2) в тонкослойных матрицах Na<sub>3</sub>AlF<sub>6</sub>. С использованием методов просвечивающей и атомно-силовой микроскопии установлено, что средний размер частиц в монослоях составляет ~ 5 нм

(1) и 15 нм (2), а их плотности упаковки соответствуют параметрам перекрытия  $\eta \sim 0,45$  и  $0,7$ . Как видно из рисунка, увеличение размеров частиц и значений параметра перекрытия приводит к длинноволновому смещению полосы ППРП. Значительная полуширина полосы ППРП для второго образца связана, кроме того, с его более высокой степенью полидисперсности.

Дифференциальные нестационарные спектры поглощения данных образцов, полученные при различных значениях времени задержки ( $\Delta t$ ) между возбуждающими и зондирующими импульсами, приведены на рис. 2. Временная трансформация спектров определяется релаксационными процессами, направленными на "остывание" разогретых мощным возбуждающим световым импульсом электронов, что осуществляется главным образом за счет взаимодействия "горячих" электронов с поверхностью наночастиц, а также с решеткой и матрицей. Существенно, что в плотноупакованных системах эти процессы могут сопровождаться межчастичным туннелированием горячих электронов.

Как видно из рисунка, дифференциальные спектры наноструктур  $\text{Ag}/\text{Na}_3\text{AlF}_6$  характеризуются наличием просветления системы в спектральной области вблизи максимума полосы ППРП и появлением наведенного поглощения на ее крыльях. Это свидетельствует об уширении и уменьшении интенсивности максимума полосы ППРП, что обычно связывают с двумя обстоятельствами: (1) уменьшением времени дефазировки плазмона из-за возрастания интенсивности рассеяния горячих электронов на поверхности наночастицы и (2) модификацией диэлектрической функции металла при повышении электронной температуры под воздействием мощного возбуждающего лазерного импульса. Вместе с тем важно отметить, что

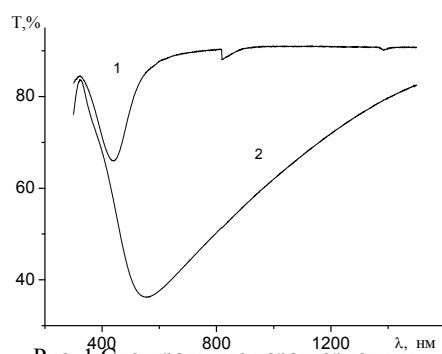


Рис. 1 Спектральные характеристики пропускания монослоев Ag в  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ : 1 -  $\eta = 0,45$ ; 2 -  $\eta = 0,7$ .

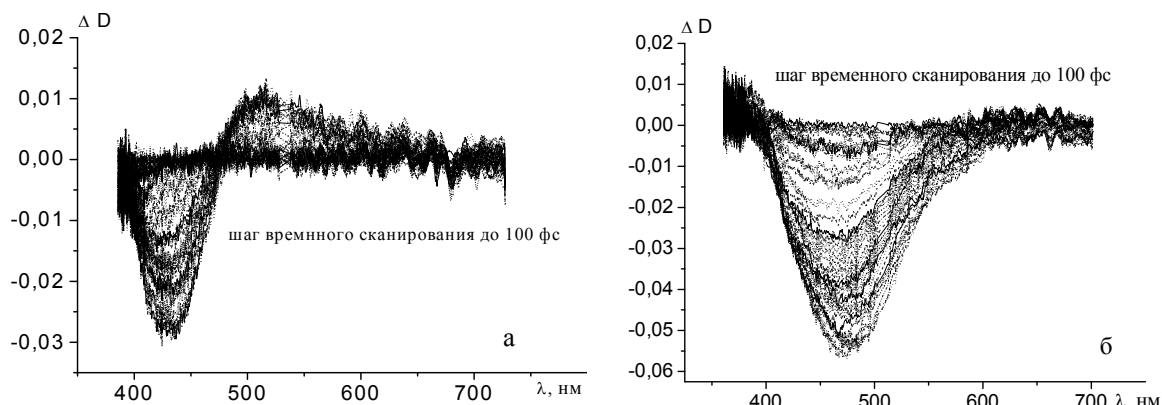


Рис. 2. Дифференциальные спектры нестационарного поглощения монослоев Ag в тонкослойных матрицах  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ : а -  $\eta = 0,45$ ; б -  $\eta = 0,7$ .

для обоих образцов максимальные изменения амплитуды сигнала наблюдаются на коротковолновом склоне полосы ППРП. Это означает, что в исследуемых плотноупакованных системах помимо обычно регистрируемого при возбуждении плазмонных наночастиц фемтосекундными импульсами ослабления и уширения полосы ППРП наблюдается и ее смещение в длинноволновую сторону. Длинноволновое смещение ППРП может быть связано со специфическим для плотноупакованных систем процессом возрастания вероятности туннелирования электронов между близкорасположенными плазмонными наночастицами, возбужденными лазерным излучением, и с вызванным этим возникновением коллективных «кластерных» электронных состояний. Кроме того, необходимо отметить, что максимумы отрицательных значений  $\Delta D$  в дифференциальных спектрах в разной степени удалены по длинам волн от максимумов ослабления в стационарных спектрах (10 нм и 90 нм соответственно для монослоев, представленных кривыми 1 и 2 на рис. 1). Это можно объяснить различной отстройкой длины волны возбуждающего излучения ( $\lambda_{\text{возб}} = 395$  нм) от максимумов ослабления полос ППРП рассматриваемых систем. При таких условиях возбуждения во втором образце, характеризующемся более высокими значениями средних размеров частиц и более высокой степенью полидисперсности, практически не модифицируется оптический отклик фракции наиболее крупных частиц, т.к. для этой фракции полоса ППРП значительно удалена от длины волны возбуждения. Следствием тех же причин может быть и малое значение наведенного поглощения на длинноволновом крыле полосы ППРП второго образца.

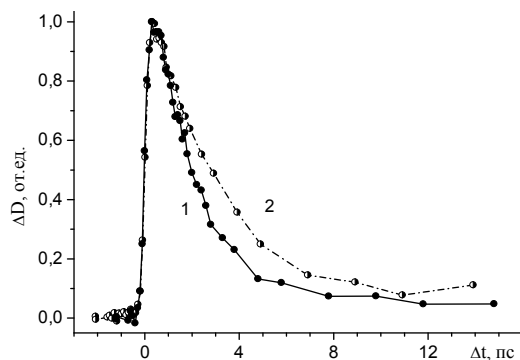


Рис. 3. Нормированная кинетика наведенной оптической плотности для монослоев Ag в  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ : 1 -  $\lambda = 420$  нм,  $\eta = 0,45$ ; 2 -  $\lambda = 470$  нм,  $\eta = 0,7$ .

На рис. 3 приведена кинетика оптической плотности в области максимума просветления полосы ППРП исследованных систем. Характеристические времена релаксации наводимых изменений для монослоев с параметрами перекрытия  $\eta = 0,45$  и  $\eta = 0,7$  составляют соответственно 1,9 и 3 пс. Возрастание времени релаксации может быть связано с увеличением среднего размера наночастиц в более плотноупакованном

монослое. Возможно также возрастание вероятности туннелирования электронов в условиях более плотной упаковки, что ведет к дополнительному увеличению эффективного размера наночастиц, о чем говорилось выше.

Нами исследовались также многослойные наноструктуры  $\text{Ag}/\text{Na}_3\text{AlF}_6$ , содержащие 5 монослоев Ag ( $\eta = 0,45$ ), разделенных слоями  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$  различной толщины – 11 нм и 80 нм (соответственно нечетвертьволновые и четвертьволновые относительно длины волны максимума полосы ППРП системы). Для нечетвертьволновых систем зарегистрировано

умеренное неаддитивное увеличение амплитуды наведенных изменений в области полосы ППРП относительно монослоя аналогичной плотности упаковки  $\eta = 0,45$  (см. кривые 1 и 2 на рис. 4). Дополнительное существенное увеличение амплитуды отклика (до  $\sim 60-80\%$ ) наблюдается в системах с четвертьволновыми прослойками и может быть обусловлено эффектами, связанными с «продольным» фотонным ограничением в одномерно-периодических многослойных наноструктурах. В металлосодержащих системах с четвертьволновыми разделительными диэлектрическими слоями эти эффекты приводят к локализации излучения внутри наноструктуры и сопровождаются увеличением времени жизни плазмона и усилением поглощения в полосе ППРП.

Характеристические времена релаксации наводимых изменений для многослойных систем  $\text{Ag}/\text{Na}_3\text{AlF}_6$  обоих типов составляют порядка 1,9 пс и совпадают по величине с

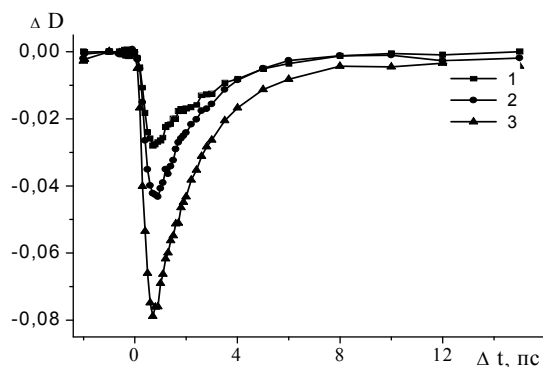


Рис. 4. Кинетика наведенной оптической плотности ( $\lambda_{\text{зонд}} = 440\text{ нм}$ ) для монослоя Ag (1) и многослойников  $\text{Ag}/\text{Na}_3\text{AlF}_6$  со слоями  $\text{Na}_3\text{AlF}_6 \sim 11\text{ нм}$  (2) и  $80\text{ нм}$  (3).

временными параметрами кинетического отклика, характерными для плотноупакованного монослоя с соответствующей плотностью упаковки наночастиц. Затухание во всех рассмотренных системах (монослоях и многослойных наноструктурах) происходит моноэкспоненциально.

Обнаруженные особенности спектрально-кинетических характеристик исследованных плотноупакованных систем указывают на имеющиеся возможности влияния структуры слоистых плазмонных нанокомпозитов на временные и амплитудные параметры их нелинейно-оптического отклика на возбуждение ультракороткими световыми импульсами, что может быть использовано для практических приложений.

Установлено, что увеличение плотности упаковки наночастиц в исследованном диапазоне приводит к существенному ( $\sim 1,5$  раза) возрастанию времени релаксации наведенных изменений в полосе ППРП монослоя. Для многослойного композита зарегистрирована высокая чувствительность амплитуды наведенных изменений в области ППРП к оптической толщине диэлектрических прослоек при сохранении временных параметров кинетического отклика, характерных для монослоя с соответствующей плотностью упаковки наночастиц.

#### Литература

1. S.Link, M.A.El-Sayed. Optical Properties and Ultrafast Dynamics of Metallic Nanocrystals // Annu. Rev. Phys. Chem.- 2003.- V.54.- P.331-366.
2. S.-K.Eah, H.M.Jaeger, N.F.Scherer, X.-M.Lin, G.P.Wiederrecht. Femtosecond transient absorption dynamics of closed-packed gold nanocrystal monolayer arrays // Chem. Phys. Lett.- 2004.- V.386.- P. 390-395.
3. В.Л.Дубовский, С.М.Качан, А.Н.Понявина, С.А.Тихомиров // Сб. Науч. тр. Конф. «Лазерная физика и оптические технологии», Минск, 2008.- Т.1.- С. 335 - 339.

УДК 535.37 + 621.373

С.А. Тихомиров<sup>1</sup>, О.В. Буганов<sup>1</sup>, А.Д. Широканов<sup>1</sup>, Д.И. Стаселько<sup>2</sup>, А.С. Щеулин<sup>2</sup>,  
А.Е. Ангервакс<sup>2</sup>, А.И. Рыскин<sup>1</sup>

**КИНЕТИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ СОСТОЯНИЯ  
БИСТАБИЛЬНОГО ЦЕНТРА В КРИСТАЛЛЕ  $\text{CdF}_2$  ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ  
ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь,  
tikhomirov@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет информационных  
технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия*

Бистабильные (DX) центры в полупроводниковых кристаллах представляют новый вид фоточувствительных дефектов пригодных для динамической записи оптической информации [1]. Преимущественно ионные кристаллы фторида кадмия, легированные In и Ga являются наиболее широкозонными полупроводниковыми материалами, содержащими такие центры. Фоточувствительность DX-центров обусловлена существованием у них 2-х состояний, разделённых потенциальным барьером, основного ("глубокого") и метастабильного возбужденного ("мелкого") состояния. С этими состояниями связаны фотоионизационные полосы поглощения в ультрафиолетовой-видимой (УФ-ВИД) области спектра для глубоких и в инфракрасной (ИК) области для мелких состояний (центров). При комнатной температуре заселены оба состояния. Возбуждение кристалла в УФ-ВИД полосе приводит к появлению дополнительной (к равновесной) концентрации мелких центров и к увеличению интенсивности ИК полосы. Обратное превращение мелких центров в глубокие является термоактивированным процессом, связанным с преодолением энергетического барьера.

Как показывает эксперимент [1] и ab initio расчет [2], в мелком состоянии бистабильного центра электрон располагается на водородоподобной орбите вблизи иона  $\text{In}^{3+}/\text{Ga}^{3+}$ . В глубоком состоянии на внутрицентровых орбиталях примесного иона локализовано два электрона ( $\text{In}^{1+}/\text{Ga}^{1+}$ ). Образование потенциального барьера, разделяющего эти состояния, связано с перестройкой структуры центра.

Особенностью релаксации решетки, сопровождающей захват бистабильным центром в  $\text{CdF}_2$  второго электрона, является смещение примесного иона вдоль оси четвертого порядка – его перемещение из узельной (катионной) позиции по направлению соседнего междоузлия – центра «пустого» фторного куба примерно на  $\frac{3}{4}$  длины этого куба. Этот сдвиг сопровождается определенным смещением окружающих примесных ионов решетки. Таким образом, изменение состояния бистабильного центра во фториде кадмия – это сложный процесс, затрагивающий как электронную, так и ядерную подсистемы. В настоящей работе изучена кинетика наиболее



быстрых стадий фотоиндуцированного изменения состояния бистабильных центров галлия и индия при их возбуждении фемтосекундными импульсами света. Полупроводниковые кристаллы  $\text{CdF}_2:\text{Ga}$  и  $\text{CdF}_2:\text{In}$  выращены модифицированным методом Стокбаргера–Бриджмена в графитовых тиглях. Примесь индия вводилась в исходный материал в виде фторида иттрия с концентрацией 0.05 моль% (In), что соответствует средней концентрации ионов индия в кристалле  $1,25 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ . Галлий вводился в виде арсенида; по данным масс-спектрометрического анализа его концентрация в кристалле составляла  $10^{20} \text{см}^{-3}$ . Аддитивное окрашивание кристаллов осуществлялось в вакуумированной стеклянной установке.

Измерения спектрально-кинетических характеристик образцов проводились с использованием фемтосекундного спектрометра, в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов - лазер на сапфире с титаном с импульсной синхронной накачкой [3]. Фотопревращение глубокого состояния бистабильного центра в мелкое состояние инициировалось мощными световыми импульсами второй гармоники  $\text{Ti:Sr}$  лазера длительностью 150 фс с длиной волны 395 нм. Детектирование фотоиндуцированного поглощения производилось в спектральной области 400-1100 нм с использованием фемтосекундного суперконтинуума в качестве зондирующего источника. Исследования проводились при комнатной температуре.

Спектры поглощения кристаллов  $\text{CdF}_2$  с бистабильными центрами галлия и индия показаны на рис. 1. Полосы поглощения в ультрафиолетовой–видимой (УФ–ВИД) и инфракрасной (ИК) областях спектра связаны, соответственно, с глубоким и мелким состояниями бистабильного центра и имеют фотоионизационную природу. Общая концентрация центров определяется числом электронов, введенных в кристалл при его аддитивном окрашивании; эти электроны распределяются между глубокими и мелкими состояниями центров, а также зоной проводимости. Таким образом, в аддитивно окрашенном кристалле  $\text{CdF}_2$ , легированном индием или галлием, присутствуют изолированные ионы  $\text{Me}^{3+}$  ( $\text{Me} = \text{Ga}, \text{In}$ ), ионы  $\text{Me}^{1+}$  («глубокое» состояния примесного центра, в котором два электрона размещаются на внутрицентральной  $ns$ -орбитали примеси) и центры ( $\text{Me}^{3+} + e_{\text{hydr}}$ ), где  $e_{\text{hydr}}$  – электрон, локализованный на центрированной на ионе  $\text{Me}^{3+}$  водородоподобной орбитали («мелкое» донорное состояние).

При достаточно низкой температуре  $T$  заселено основное состояние бистабильного центра, и в спектре представлена только УФ–ВИД-полоса. Освещение кристалла в УФ–ВИД-полосе приводит к ее выцветанию и возрастанию ИК-полосы. Обобщенная диаграмма конфигурационных координат, на которой представлены два состояния бистабильного центра в кристалле  $\text{CdF}_2$ , показана на рис. 2. Рис. 2 иллюстрирует перестройку глубокого центра после его фотоионизации. Образующийся при этом свободный носитель после релаксации по зоне

проводимости захватывается «пустым» центром  $Me^{3+}$ , переводя его в мелкое донорное состояние. Ионизованный глубокий центр также переходит в мелкое состояние. Таким образом, реакция фотопреобразования глубокий  $\rightarrow$  мелкий центр имеет вид

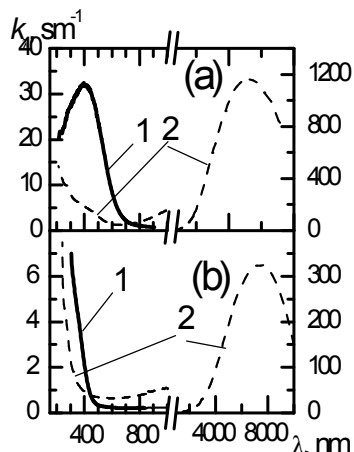
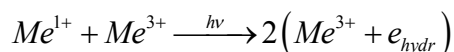


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов  $CdF_2:In$  (а) и  $CdF_2:Ga$  (б). 1 - без облучения 2 - после облучения.  $T = 77,4K$ .

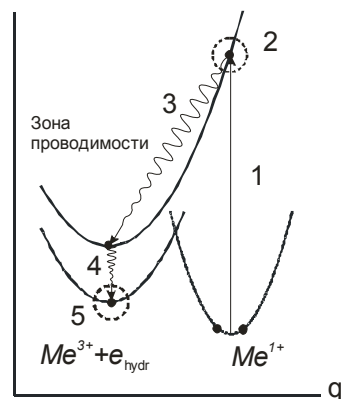


Рис. 2. Обобщенная диаграмма конфигурационных координат для состояний бистабильного центра в кристалле  $CdF_2$ .

Возбуждение образцов фемтосекундными импульсами приводит к просветлению в области УФ–ВИД-полосы и появлению дополнительного поглощения в ИК области (рис. 3). Один из наиболее существенных результатов экспериментов с временным разрешением состоит в том, что полное формирование полосы просветления для глубоких центров, как оказалось происходит за время порядка пикосекунды (рис. 4,а), заметно превосходящее аппаратную функцию спектрометра (400 фс). Это означает, что акт фотоионизации глубокого центра, инициируя изменение спектра поглощения кристалла с бистабильными центрами, не завершает процесс формирования нового спектра, отражающего переход этих центров в мелкое состояние. Акт ионизации происходит за время, в течение которого пространственная конфигурация ионизованного глубокого центра не успевает измениться. При этом образовавшееся в результате поглощения света одноэлектронное состояние является неустойчивым, поскольку его ядерная конфигурация соответствует глубокому (двухэлектронному) состоянию (см. рис. 2). Следствием этой неустойчивости является перестройка решетки, характерным элементом которой является смещение примесного иона из межузельного положения, соответствующего глубокому состоянию, в направлении узла соседней кристаллической ячейки. Это смещение и сопутствующее изменение положения окружающих примесных ионов решетки завершает процесс превращения фотоионизованного глубокого центра в мелкий центр.

Время перестройки центра (0,8–1 пс) может быть использовано для оценки скорости перемещения примесного иона в процессе его перехода из глубокого состояния в мелкое. С учетом известного расстояния между положениями этих состояний (согласно [2], 0,18 нм) получаем значение скорости около 200–250 м/с, что примерно на порядок меньше скорости сдвиговой звуковой волны в решетке кристалла  $\text{CdF}_2$  и близко к тепловой скорости данного иона при комнатной температуре (200 м/с).

Природа и причины наблюдаемого отклика наведенного поглощения в ИК-области спектра имеют более сложный характер. Данный отклик формируется целым рядом процессов, к числу которых относятся: фотоотрыв электрона от глубокого примесного центра в зону проводимости (1); последующее формирование из него свободного полярона (2); релаксация полярона на дно зоны проводимости (3); захват свободного полярона трехвалентным ионом примеси (4) и преобразование возникшего комплекса в мелкий водородоподобный центр (5); формирование аналогичного центра в результате описанного ранее процесса трансформации фотоионизованного глубокого центра (6); установление температурного равновесия в системе бистабильных центров, находящихся в мелком и глубоком состояниях, и свободных поляронов (7). Часть из этих процессов (процессы 1–5) схематически показаны на рис. 2.

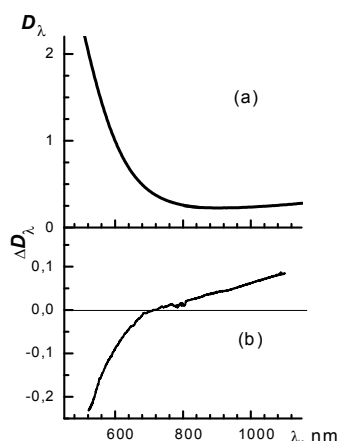


Рис. 3. Спектр исходного поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  (а); б – спектр фотоиндуцированного изменения поглощения образца под действием фемтосекундного импульса спустя 1 нс после возбуждения.

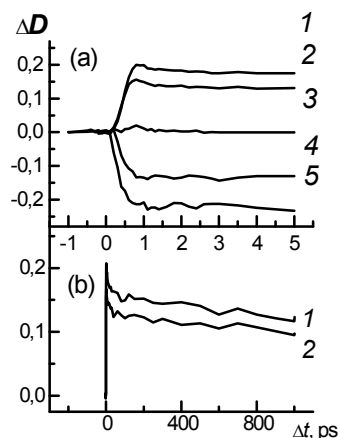


Рис. 4. Кинетика изменения поглощения кристалла  $\text{CdF}_2:\text{In}$  в интервале времен задержки пробного импульсов 0–5 пс (а) и 0–1000 пс (б). Длины волн пробного пучка: 1 – 1100 нм, 2 – 1000 нм, 3 – 730 нм, 4 – 570 нм, 5 – 530 нм.

Представление о длительности процессов (4)–(5), связанных с захватом свободных поляронов трехвалентными ионами примеси и сопровождающей этот захват релаксацией решетки, дает кинетика начального участка спада сигнала ИК-поглощения. Соответствующий временной интервал, который может быть интерпретирован как проявление снижения концентрации свободных поляронов, имеет длительность около 10 пс для индия и 5 пс для галлия.

Принимая данные значения в качестве оценки времен жизни поляронов  $\tau_p$  по отношению к захвату их соответствующими трехвалентными ионами, мы можем оценить сечения захвата поляронов этими ионами с помощью известного соотношения [4]  $S_p = 1/(V_{ip} N_i \tau_p)$ , где  $V_{ip} \sim 10^7$  см/с – тепловая скорость полярона, а  $N_i$  – значения концентрации трехвалентных примесей галлия ( $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и индия ( $1,25 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) для использованных в эксперименте образцов. Подставляя указанные значения, находим, что сечения захвата свободных поляронов в кристаллах CdF<sub>2</sub>:Ga и CdF<sub>2</sub>:In трехвалентными ионами галлия и индия составляют, соответственно,  $2 \cdot 10^{-16}$  и  $8 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

В работе изучена кинетика спектров фотоиндуцированного поглощения кристаллов CdF<sub>2</sub> с бистабильными центрами индия и галлия при фемтосекундном импульсном возбуждении. На примере ионов индия показано, что полоса просветления в спектре поглощения глубоких центров формируется в течение времени 0,8–1 пс, что существенно превосходит интервал, соответствующий аппаратной функции спектрометра. Предложена интерпретация этого эффекта как результат перемещения иона индия из исходного межузельного положения в направлении узла соседней кристаллической ячейки. Оценены времена захвата свободных поляронов трехвалентными ионами галлия и индия, составляющие, соответственно, 5 и 10 пс, а также присущие этим захватам сечения.

#### Литература

1. Shcheulin A.S., Ryskin A.I., Swiatek K., Langer J.M. // Physics Letters A.- 1996.- V. 222, № 1.- P. 107.
2. Park C.H., Chadi D.J. // Phys. Rev. Letters.- 1999.- V. 82, № 1.- P. 113.
3. Борисевич Н.А., Буганов О.В., Тихомиров С.А., Толсторожев Г.Б., Шкред Г.Л. // Квантовая электроника.- 1999.- Т. 28, № 3.- С. 225.
4. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: Изд. иностр. лит., 1952. 558 с.

## **ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ АНАЛИЗЕ ОБЪЕКТОВ КРИМИНАЛИСТИЧЕСКОЙ ЭКСПЕРТИЗЫ МЕТОДАМИ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

<sup>1</sup> ГНУ «Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси»,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
*ershov@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup> РУП «Нуклон», ул. Франциска Скорины, 52, 220141 Минск, Беларусь

<sup>3</sup> ГУ «Центр судебных экспертиз и криминалистики Министерства юстиции РБ»  
ул. Кальварийская, 43, 220073 Минск, Беларусь

Атомно-эмиссионный спектральный анализ широко используется для определения элементного состава материалов, в том числе, при криминалистической экспертизе. Объектами криминалистического исследования зачастую являются образцы малых объемов (частицы металлов, осколки стекла), тонкие и/или многослойные поверхностные слои, не допускающие существенного повреждения уникальные предметы и ювелирные изделия, причем важно получение результата “in situ” или в сжатые сроки. Этим обусловлен интерес к использованию лазеров в криминалистической практике.

Лазерное воздействие на материалы с целью испарения вещества и возбуждения спектров его излучения применительно к эмиссионному спектральному анализу имеет ряд достоинств. При лазерной атомизации вещества возможен анализ практически любых материалов без подготовки пробы, обеспечиваются высокая степень локальности анализа, минимальное повреждение и расход материала объекта исследования, возможность проведения послойного анализа. При воздействии на образец лазерного излучения с высокой плотностью мощности значительно снижается избирательность поступления компонентов материала в плазму, т.е., в принципе, возможен безэталонный анализ. Все это в полной мере соответствует специфике криминалистических исследований. Поэтому разработка надежных, эффективных методик и устройств лазерного спектрального анализа для целей криминалистики является весьма актуальной. В данной статье изложены некоторые результаты, полученные при решении этой проблемы в рамках задания 3.08 Государственной программы научных исследований «Физические основы и разработка новых оптических, лазерно-оптических и оптико-электронных приборов, систем, материалов и технологий» («Фотоника»).

В работе был использован созданный в Институте физики НАН Беларуси лазерный спектральный анализатор (ЛСА). ЛСА может работать в режиме одиночных и сдвоенных импульсов с модуляцией добротности на длине волны 1,06 мкм при длительности импульсов 12 нс. Временной интервалом между сдвоенными импульсами – 8 мкс, исходная энергия

каждого импульса – 50 мДж. Для изменения энергии лазерного излучения применялись нейтральные светофильтры. Оптический блок лазерного спектрального анализатора позволяет регулировать диаметр светового пятна лазерного луча на поверхности образца в пределах от 60 до 800 мкм. Регистрация излучения лазерного факела осуществлялась перпендикулярно его оси с помощью ПЗС-линейки на выходе дифракционного спектрометра. Для передачи излучения в спектрометр использовалось кварцевое волокно диаметром 0,6 мм с входным торцом, расположенным на расстоянии 1 мм над поверхностью образца.

С целью разработки методик было изучено влияние энергии лазерного излучения, воздействующего на образец, условий фокусировки лазерного излучения, состояния поверхности образца, его структуры и теплофизических свойств на интенсивность и форму спектральных линий, на характер и степень лазерной абляции, т.е. форму и размеры кратеров, образующихся в результате воздействия лазерного излучения на образец. Определена величина пороговой энергии (18 мДж) одного сдвоенного лазерного импульса, достаточная для регистрации спектра и обнаружения элемента. В качестве примера на рис. 1 показано влияние на спектр состояния и структуры поверхности. На рисунке представлены контуры чувствительных ионной (Al II 281,6 нм) и резонансных атомных (Al I 308,2 нм и Al I 309,2 нм) линий

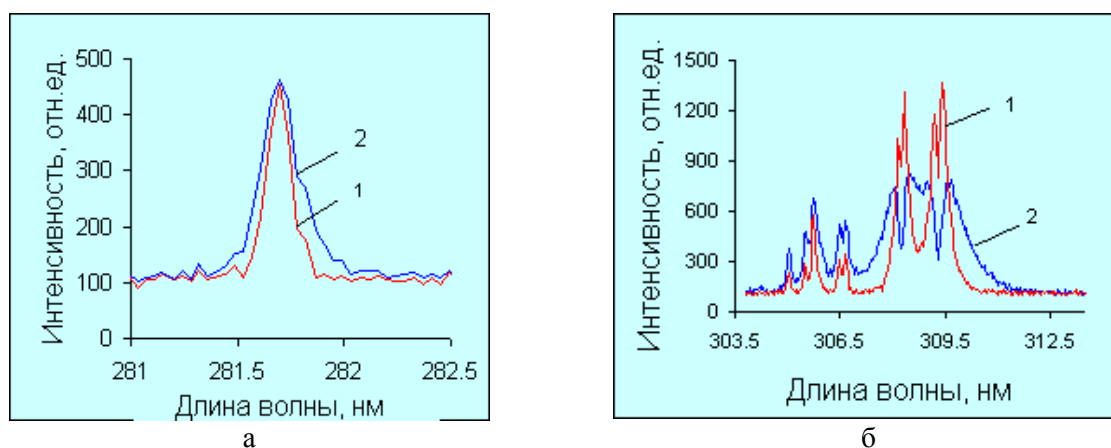


Рис.1. Контурсы ионной Al II 281,6 нм (а) и резонансных атомных Al I 308,2 нм, Al I 309,2 нм линий алюминия (б): 1 – монолитный образец алюминия, 2 – алюминиевое зеркало.

алюминия, полученные при воздействии на монолитный неполированный образец алюминия и на тонкий (90-100 нм) слой алюминия, нанесенный на стеклянную подложку (зеркало). Равенство интенсивности не подверженных реабсорбции ионных линий (Al II 281,6 нм, рис.1, а) свидетельствует об испарении в обоих случаях примерно равного количества вещества. Из рис.1 б видно, что в случае зеркала реабсорбция значительно выше. Это обусловлено тем, что при поражении зеркальной поверхности поперечный размер факела возрастает за счет роста диаметра эрозионного пятна в сравнении с монолитным образцом. Аналогичные исследования были проведены для других материалов, в частности, сплавов на основе свинца и меди. Таким образом, определены условия лазерного воздействия на образцы, позволяющие проводить

анализ изделий (в том числе, ювелирных) при их минимальном повреждении. Разработана методика определения и сравнения элементного состава объектов из сплавов на основе меди.

В результате сравнительного исследования эмиссионных спектров при воздействии лазерных импульсов на отдельные участки стеклянных изделий, в том числе, содержащие пороки различного происхождения (состава), показано, что возможно оперативное определение природы пороков стекол. Это позволяет своевременно устранить причину возникновения дефектов при производстве изделий из стекла и/или установить происхождение стеклянных образцов при криминалистической экспертизе. На основе полученных данных разработана методика анализа элементного состава объектов криминалистической экспертизы из стекла.

Найдены условия лазерного возбуждения элементов материала многослойных металлических и лакокрасочных покрытий, обеспечивающие послойное испарение материала образца. Определена минимальная энергия 0,02 Дж, при которой начинается испарение лакокрасочных материалов и регистрируется аналитический сигнал. При расфокусировке лазерного излучения внутрь образца получены пригодные для анализа спектры, соответствующие послойному испарению материала с разрешением по глубине образца не хуже 20 мкм. На рис. 2 а показано изменение интенсивности линий элементов, входящих в состав красок, по мере прохождения красочных слоев. Модельный образец представлял собой

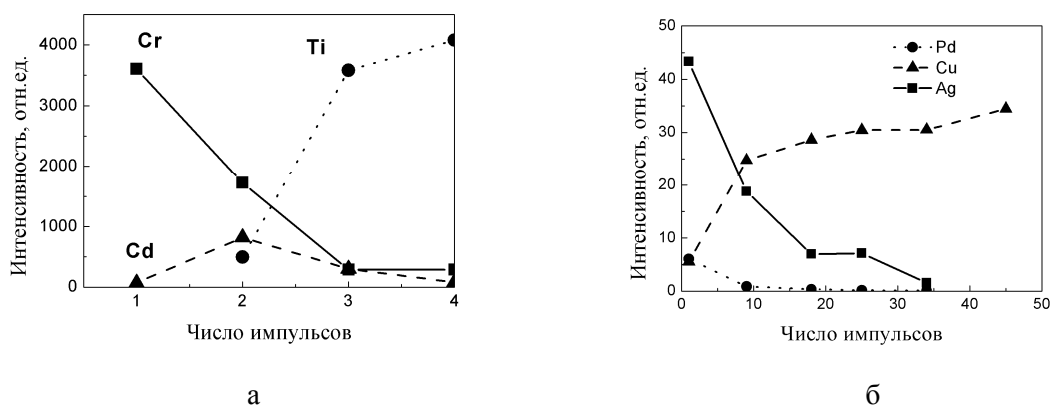


Рис. 2. Зависимость интенсивности линий элементов, входящих в состав красок (а) и металлов (б), от числа воздействующих импульсов

холст с нанесенными титановыми белилами (грунт), следующий, красочный слой желтого цвета (основной элемент – кадмий). Верхний слой – краска зеленого цвета с хромом как основным красящим элементом. Из рисунка видно изменение от импульса к импульсу интенсивности линий элементов. Для первого импульса преобладающим элементом является хром, для второго импульса – кадмий. Титан в спектре первого импульса вообще не виден, а для спектров третьего и четвертого импульсов он уже – основной элемент. Толщину слоев можно определить с учетом того, что при расфокусировке лазерного излучения и энергии каждого импульса 18 мДж от одного «выстрела» уносится слой толщиной 1,5 мкм. Полученные

данные составили основу для разработки аналитической методики определения элементного состава многослойных покрытий лакокрасочных материалов при криминалистических исследованиях, в частности, при ДТП. Для многослойных металлических покрытий были получены аналогичные результаты (рис. 2 б).

Кроме того, нами была разработана методика лазерного спектрального анализа огнестрельных боеприпасов на основе свинца при проведении криминалистических исследований. Методика позволяет совместить очистку поверхности анализируемого образца, обязательную при определении химического состава металла снаряда, с анализом поверхностных загрязнений. Очистка образца проводится путем сканирования лазерного луча по поверхности объекта. При этом одновременно регистрируются спектры, характеризующие состав загрязнения поверхностного слоя. Метод дает существенную информацию об общности или различии происхождения снарядов, особенно самодельного изготовления. Так, например, при

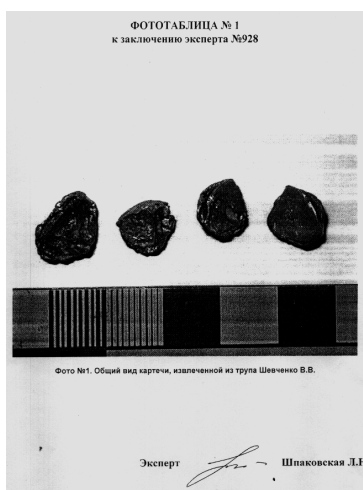


Рис. 3. Общий вид экспертного документа с образцами картечи

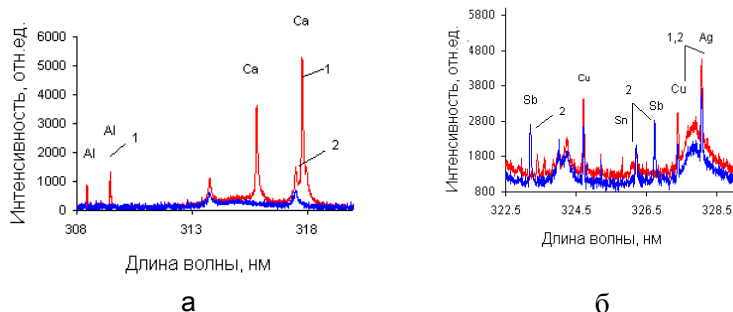


Рис. 4. Фрагменты спектрограмм образцов картечи, изъятых на месте происшества (1) и у подозреваемого лица (2). (Видны различия в содержании Al, Ca (а), а также Sb, Cu, Ag (б)).

общий вид образцов картечи, извлеченной из трупа, и фрагменты спектрограмм, полученных при сравнительном анализе образцов, изъятых на месте происшества и у подозреваемого лица.

Представлены результаты исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом и созданные устройства и методики эмиссионного спектрального анализа объектов криминалистической экспертизы с лазерным возбуждением материала образцов. Работа выполнена по заданию 3.08 Государственной программы научных исследований «Физические основы и разработка новых оптических, лазерно-оптических и оптико-электронных приборов, систем, материалов и технологий» («Фотоника»).

обкатке кусков свинца (свинцовых сплавов) между листами различных металлов или при литье снарядов в формы из различных материалов на поверхности снарядов может наблюдаться значительное увеличение содержания элементов от поверхности листа или формы. На рис. 3, 4 показаны



А.Н. Сердюков, С.В. Шалупаев, Ю.В. Никитюк, А.А. Серета

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АСИММЕТРИЧНОГО ДВУЛУЧЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ

*Учреждение образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины», ул. Советская, 104, 246019 Гомель, Беларусь  
shalupaev@gsu.by*

Одним из важных направлений использования лазерного излучения в качестве технологического инструмента являются процессы лазерного термораскалывания [1-7]. В настоящее время наиболее эффективным методом разделения хрупких неметаллических материалов является управляемое лазерное термораскалывание. Отличительная особенность данного метода заключается в том, что разделение материала происходит вследствие образования трещины, формируемой в результате поверхностного нагрева материала лазерным излучением в сочетании с последующим охлаждением зоны нагрева хладагентом. К основным преимуществам УЛТ относятся высокая точность и безотходность разделения, а также высокая скорость обработки. В результате исследований по данной тематике был разработан целый ряд методов прецизионной лазерной обработки хрупких неметаллических материалов. К этим методам кроме управляемого лазерного термораскалывания относится и асимметричное лазерное термораскалывание.

Сущность метода асимметричного лазерного термораскалывания заключается в нагреве материала лазерным пучком эллиптического сечения, ориентированным под углом к направлению относительного перемещения. При этом образуется наклонная трещина со скругленными кромками. Известен вариант метода асимметричного термораскалывания, с использованием которого получают стеклопластины со сложным профилем края вследствие не только поворота луча к линии разделения, но и за счет смещения хладагента относительно линии воздействия лазерного излучения [3]. При этом для формирования асимметричного распределения термоупругих полей в образцах из силикатных стекол было использовано воздействие лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм, поглощаемое в тонких поверхностных слоях обрабатываемого материала. В данной работе авторы развили положительный опыт успешного применения двулучевых технологий лазерного термораскалывания силикатных стекол с использованием дополнительного воздействия лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм [4-5] для получения скругленных кромок стеклоизделий.

Экспериментальные исследования были выполнены на лазерном технологическом комплексе, в состав которого входят два лазера с различной длиной излучения. На рисунке 1 приведена схема расположения лазерных пучков и хладагента в плоскости обработки.

Позицией 1 отмечен лазерный пучок с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм, позиция 2 - лазерный пучок с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм, позиция 3 - зона подачи хладагента, позиция 4 – стеклянная пластина.

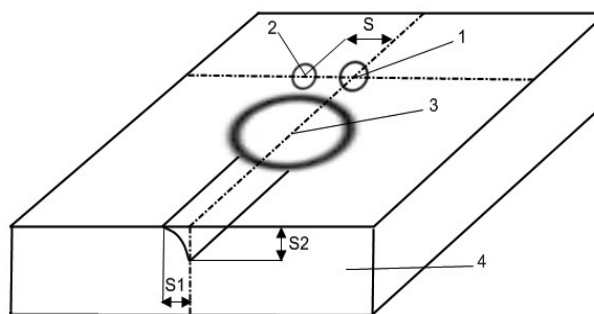


Рисунок 1 - Схема расположения лазерных пучков и хладагента в плоскости обработки  
1- CO<sub>2</sub>-лазер, 2 – YAG-лазер,  
3 – хладагент, стеклянная пластина

Обрабатываемое изделие перемещалось с помощью координатного устройства относительно неподвижно расположенных лазерных пучков и форсунки, обеспечивающей подачу хладагента. В качестве образцов для

исследования режимов лазерного разделения были использованы пластины из силикатного стекла толщиной 5 мм. Геометрические параметры трещины S1 и S2 (см. рисунок 1) определялись с применением инструментального микроскопа БМИ-1Ц. Мощность лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм и энергия импульсного излучения с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм определялась прибором ИМО-2М. Расстояние S между центрами лазерных пучков изменялось от 0 до 3 мм. Лазерный пучок CO<sub>2</sub>-лазера фокусировался на поверхности стекла в круглое пятно с радиусом равным 1,5 мм, а лазерный пучок YAG-лазера фокусировался на поверхности стекла в круглое пятно с радиусом равным 1 мм. Скорость относительного перемещения лазерных пучков и обрабатываемого материала задавалась программно.

В соответствии с разработанной схемой, представленной на рисунке 1, были выполнены экспериментальные исследования процесса двулучевого асимметричного термораскалывания. Основным отличием разработанной схемы получения наклонных лазерно-индуцированных трещин от уже известных схем является использование дополнительного воздействия лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм для создания асимметричного распределения термоупругих полей. При этом указанная выше асимметричность распределения термоупругих полей достигается за счет смещения центра пучка YAG-лазера относительно траектории перемещения центра пучка CO<sub>2</sub>-лазера.

В ходе исследований была установлена зависимость отклонения трещины от линии обработки S1 от расстояния между центрами лазерных пучков S (см. рисунок 2). Как видно из рассмотрения рисунка 2 с увеличением расстояния S между центрами лазерных пучков увеличивается и отклонение трещины S1, при этом данная зависимость имеет линейный характер.

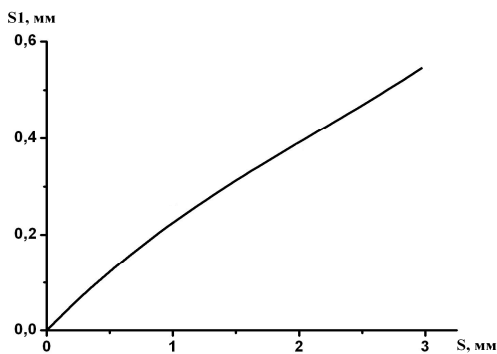


Рисунок 2 – Зависимость отклонения трещины от расстояния между центрами лазерных пучков

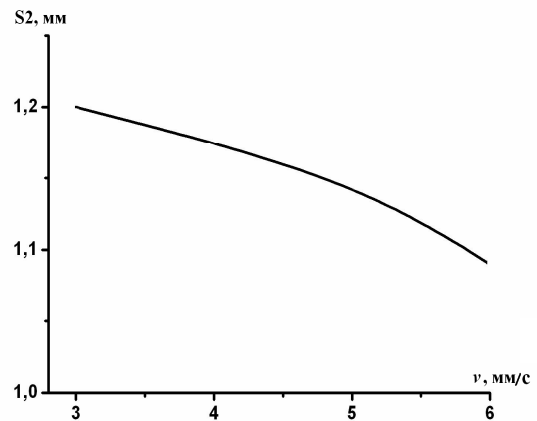


Рисунок 3 – Зависимость глубины трещины от скорости обработки

Нужно отметить, что в случае, когда расстояние между центрами лазерных пучков превышает радиус области воздействия хладагента инициализация и развитие наклонной трещины не наблюдается.

Так же были определены зависимости от скорости обработки глубины получаемых наклонных микротрещин S2 и их отклонения от линии обработки S1. Данные зависимости представлены на рисунках 3 и 4 соответственно. Как и следовало ожидать, с увеличением скорости наблюдается уменьшение, как S1, так и S2. Нужно отметить, что при выбранных параметрах обработки, при уменьшении скорости относительного перемещения лазерных пучков и обрабатываемой поверхности до значений меньших 3 мм/с, наблюдалось формирование сквозных наклонных трещин.

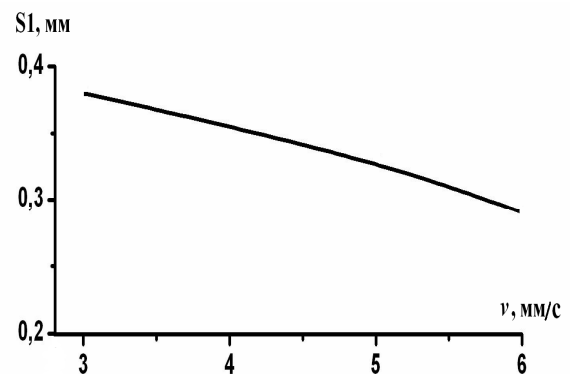


Рисунок 4 – Зависимость отклонения трещины от скорости обработки

Таким образом, в ходе проведенных экспериментальных исследований был разработан новый двулучевой способ формирования лазерно-индуцированных наклонных кромок и были выявлены зависимости геометрических характеристик получаемых трещин от параметров обработки. В целом проведенные исследования показали высокую эффективность двулучевой схемы формирования скругленных кромок при асимметричном лазерном термораскалывании силикатных стекол.

#### Литература

1. Lumley, R. M. Controlled separation of brittle materials used a laser / R. M. Lumley // J. Of the Amer. Cer. Soc. – 1968. – Vol. 49, № 9. – P. 850 – 854.
2. Мачулка, Г. А. Лазерная обработка стекла / Г. А. Мачулка. – М.: Сов. радио, 1979. – 136 с.
3. Способ резки неметаллических материалов: пат. 2024441 РФ, МКИ 5 С03В33/02 / В. С. Кондратенко; заявитель В. С. Кондратенко; заявл. 04.02.92; опубл. 12.15.94
4. Двухлучевое лазерное термораскалывание хрупких неметаллических материалов / С. В. Шалупаев, Е. Б. Шершнева, Ю. В. Никитюк, А. А. Середина // Оптический журнал. – 2005. – Т. 73, № 5. – С. 62 – 66.
5. Лазерное термораскалывание хрупких неметаллических материалов по замкнутым криволинейным контурам / С. В. Шалупаев, Ю. В. Никитюк, А. А. Середина // Оптический журнал. – 2008. – Т. 75, № 2. – С. 11 – 15.
6. Увеличение эффективности управляемого лазерного термораскалывания диэлектрических материалов / В. К. Сыроев [и др.] // Оптический журнал. – 2004. – Т. 71, № 2. – С. 65 – 69.
7. Jiao, J. Cutting glass substrates with dual-laser beams / J. Jiao, X. Wang // Optics and Lasers in Engineering. – 2009. – Vol. 47. – P. 860 – 864.

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ДЛЯ НЕКОТОРЫХ  
ЛАЗЕРНЫХ ДЛИН ВОЛН**

*<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
astafev@dragon.bas-net.by*

*Белорусский национальный технический университет,  
проспект Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь*

Одно из ключевых направлений в стремительно развивающихся исследованиях по наноструктурным материалам связано с перспективами их использования в лазерно-оптических и оптоэлектронных технологиях. Именно создание новых наноразмерных технологий на основе современных достижений в области лазерной физики, нелинейной оптики, химии, материаловедения и др. позволяет рассчитывать на бурное развитие в ближайшие годы наноразмерной оптоэлектроники. Основными объектами для реализации нанооптических технологий могут стать квантоворазмерные элементы, наноземента и композитные материалы на их основе. Уникальные свойства нанобъектов, проявляющиеся при их взаимодействии с лазерным излучением, открывают перспективы создания новых уникальных материалов для техники и технологий, новых лекарственных препаратов и методов лечения в медицине. Исследования оптических свойств наночастиц при воздействии на них лазерным излучением с различными длинами волн носят в основном пробный, несистемный характер и не раскрывают возможности наблюдаемых эффектов.

В качестве объектов исследования были выбраны наночастицы серебра, как наиболее часто используемые в медицине с широким спектром противомикробного и антибактериального действия. Эксперименты с наночастицами серебра были выполнены с различными лазерными источниками с длинами волн в ближнем УФ, видимом и ИК диапазонах [1-5]. Следует отметить, что среди экспериментальных данных по комплексному показателю преломления  $m=n-ik$  серебра, полученных разными авторами, имеются существенные различия. Нами были выбраны показатели преломления серебра, измеренные в [6], как наиболее надежные и часто используемые. Показатели преломления воды были взяты из [7]. Проведенные в рамках теории дифракции электромагнитного излучения на сфере расчеты факторов эффективности поглощения, рассеяния и ослабления наночастиц серебра в воде в зависимости от радиусов в диапазоне  $5 \leq r_0 \leq 100$  нм показали, что поглощение лазерного излучения с длиной волны 400 нм (кривая 2) наночастицами серебра существенно больше, чем для остальных длин волн ( $355 \leq \lambda \leq 1064$  нм) в рассматриваемом интервале размеров наночастиц (рис. 1а). Для лазерного излучения с длиной волны 355 нм (кривая 1) поглощение

наночастиц существенно уменьшается почти в 20 раз в первом максимуме, в 4 раза во втором максимуме и в 3 раза в третьем максимуме. На рисунке 1б показаны зависимости  $K_{\text{abs}}(r_0)$  для случаев облучения остальными длинами волн, где поглощение мало и убывает с увеличением длины волны.

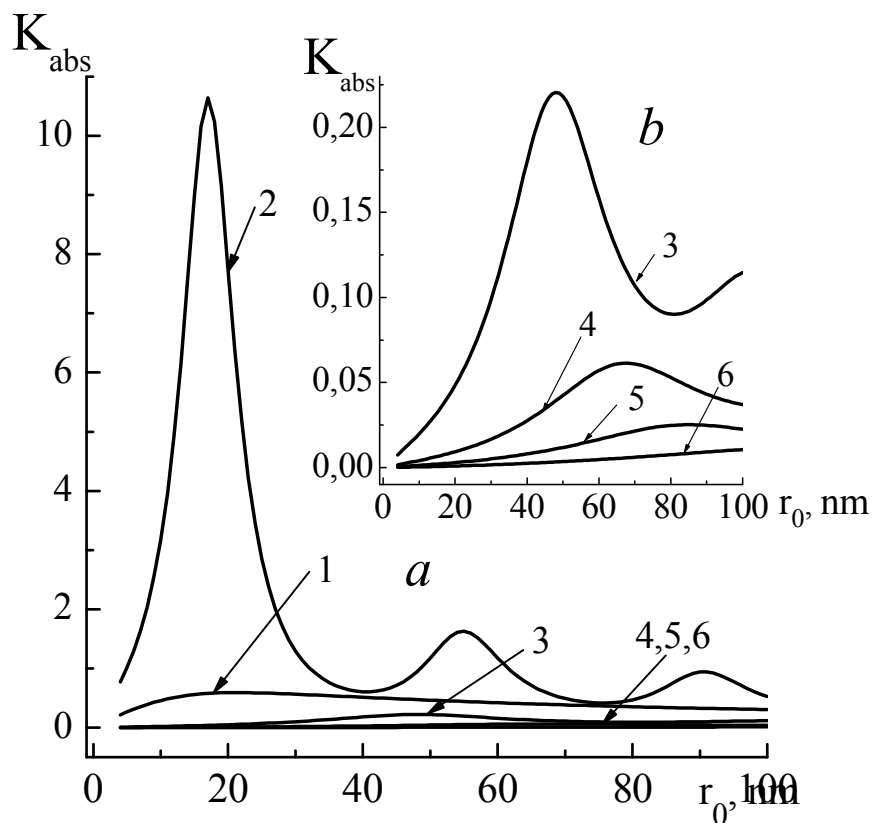


Рис. 1. Факторы эффективности поглощения наночастиц серебра в воде как функции радиусов наночастиц для различных длин волн лазерного излучения: 1 -  $\lambda=355$  нм; 2 -  $\lambda=400$  нм; 3 -  $\lambda=532$  нм; 4 -  $\lambda=670$  нм; 5 -  $\lambda=800$  нм; 6 -  $\lambda=1064$  нм;

Рассеяние лазерного излучения с длиной волны 400 нм наночастицами серебра (рис. 2) только в области радиусов  $5 < r_0 < 35$  нм существенно (на несколько порядков) превосходит рассеяние на всех других длинах волн, а для диапазона  $35 < r_0 < 100$  нм сравнимо с рассеянием на других длинах волн и особенно близко к рассеянию лазерного излучения с  $\lambda=532$  нм. Наименьшие значения, как и в случае поглощения, имеют факторы эффективности рассеяния излучения с  $\lambda=1064$  нм.

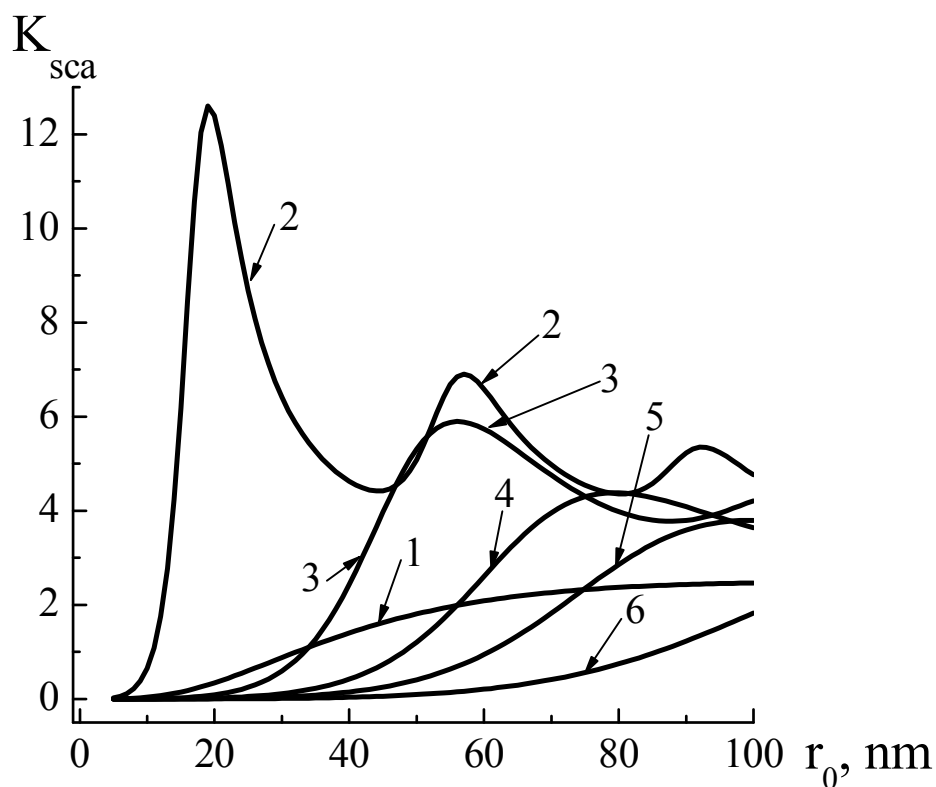


Рис. 2. Факторы эффективности рассеяния наночастиц серебра в воде как функции радиусов наночастиц для различных длин волн лазерного излучения: 1 -  $\lambda=355$  нм; 2 -  $\lambda=400$  нм; 3 -  $\lambda=532$  нм; 4 -  $\lambda=670$  нм; 5 -  $\lambda=800$  нм; 6 -  $\lambda=1064$  нм;

Ослабление лазерного излучения наночастицами серебра представлено на рис. 3. Как и на предыдущих рисунках, факторы эффективности ослабления имеют наибольшие значения для излучения с  $\lambda=400$  нм. В области малых размеров наночастиц ( $r_0 < 35$  нм) для излучения с  $\lambda=355$  нм факторы эффективности ослабления наночастиц серебра падают более, чем в 20 раз, а для излучения с  $\lambda=532$  нм – более, чем в 150 раз по сравнению с  $\lambda=400$  нм. Увеличение радиусов наночастиц ( $r_0 > 35$  нм) приводит к незначительному различию значений факторов эффективности ослабления для излучения с  $\lambda=400$  нм и  $\lambda=532$  нм. Ослабление излучения остальных длин волн наночастицами значительно меньше в 2-7 раз, чем ослабление излучений с  $\lambda=400$  нм и  $\lambda=532$  нм.

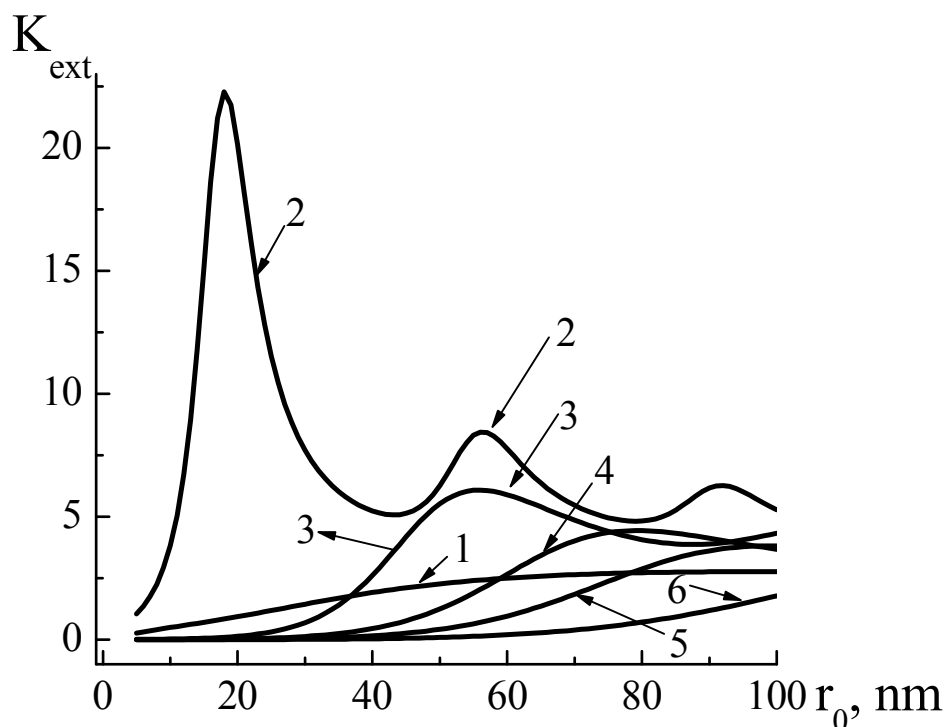


Рис. 2. Факторы эффективности ослабления наночастиц серебра в воде как функции радиусов наночастиц для различных длин волн лазерного излучения: 1 -  $\lambda=355$  нм; 2 -  $\lambda=400$  нм; 3 -  $\lambda=532$  нм; 4 -  $\lambda=670$  нм; 5 -  $\lambda=800$  нм; 6 -  $\lambda=1064$  нм;

#### Литература

1. Takami A., Kurita H., and Koda S. Laser-induced size reduction of noble metal particles // *J. Phys. Chem.* – 1999. – V. 103. – P. 1226-1232.
2. Maillard M., Pileni M-P., Link S., and El-Sayed M. Picosecond elf-induced thermal lensing from colloidal silver nanodisks // *J. Phys. Chem.* – 2004. – V. 108. – P. 5230-5234
3. Popov A.K., Tanke R.S., Brummer J., Taft G., Loth M., Langlois R., Wruck A., and Schmitz R. laser-stimulated synthesis of large fractal silver nanoaggregates // *Nanotechnology.* – 2006. – V. 17. – P. 1901-1905.
4. Ganeev R.A., Baba M., Rysnanskii A.I., Suzuki M., and Kuroda H. Laser ablation of silver in different liquids: optical and nonlinear optical properties // *Optics and spectroscopy.* – 2005. – V. 99, №4. – P. 668-676.
5. Hu M., Petrova H., Wang X., and Hartland G. Time-resolved and steady state spectroscopy of polydisperse colloidal silver samples // *J. Phys. Chem.* – 2005. – V. 109. – P. 14426-14432.
6. Johnson P.B. and Christy R.W. Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B.* – 1972. – V.6. – P. 4370-4378.
7. Hale G. and Querry M. Optical constants of water in the 200- $\mu$ m wavelength region // *Appl. Opt.* – 1973. – V.12, №3. – P. 555-563.



## СПЕКТРЫ ГКР И СТРУКТУРА МИТОКСАНТРОНА, АДСОРБИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРЯНОГО ЭЛЕКТРОДА

ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь  
vaskirka@grsu.by

Использование методов оптической спектроскопии в биомедицинских исследованиях активно совершенствуется последние десятилетия. Современные методы анализа используют, в том числе, и технику гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света. К субстратам для ГКР спектроскопии предъявляются три основных требования: высокая эффективность усиления сигнала вторичного свечения адсорбированных молекул и неразрушающий характер. Удовлетворить обоим этим требованиям можно путем позиционирования молекул на некотором фиксированном расстоянии от подложки, которое не может превышать 10–20 Å [1]. Молекула митоксантрона – МИТ– (1,4-дигидрокси-5,8-бис-{{[2-(2-гидроксиэтил)-амино]этил}амино}-9,10-антрацендион дигидрохлорид), структурная формула которой отображена на рис. 1., обладает способностью образовывать комплексы с серебряной поверхностью даже при наличии белковых молекул на этой же поверхности. МИТ, будучи синтетическим антрахиноновым производным, используется как лекарственное средство для лечения рака крови.

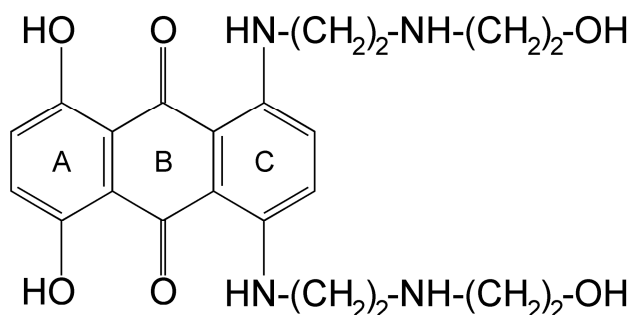


Рис. 1.

Таким образом, задача об изучении структуры молекулы МИТ в адсорбированном состоянии на шероховатой серебряной поверхности представляет несомненный интерес.

В качестве ГКР-активного субстрата была избрана поверхность серебряного электрода, шероховатость которого обеспечивается проведением окислительно-восстановительного цикла (ОВЦ) [2]. Специфической особенностью электродов как субстрата является возможность вариации потенциала поверхности. Учитывая, что МИТ является катионным красителем, имеющим центры депротонирования, изменение потенциала поверхности может существенно

влиять на структуру молекулы в адсорбированном состоянии, и, соответственно, на ее сигнал ГКР.

Основной раствор МИТ концентрации  $10^{-3}$  М/л был разведен в PBS-буфере до  $10^{-6}$  М/л (рН=6,8). После проведения первого ОВЦ ( $-0,65$  В  $\div$   $+0,1$  В (15сек)  $\div$   $-0,65$  В; при скорости изменения потенциала  $0,5$  мВ/с) электрод замачивался в растворе МИТ на 30 минут. После помещения электрода обратно в ячейку проводился еще один стандартный ОВЦ. При регистрации спектров ГКР было использовано возбуждающее лазерное излучение с длиной волны  $488$  нм и мощностью  $5$  мВт на образце.

Прежде всего, необходимо отметить, что при потенциалах в диапазоне  $-0,65$  В  $\div$   $-0,1$  В регистрируемые спектры ГКР МИТ практически не отличаются по положению колебательных полос от аналогичных, полученных при адсорбции МИТ на гидрозолях серебра [3] и плазмонных пленках серебра (рис. 2). То есть геометрия адсорбции молекул на указанных серебряных субстратах одна и та же. Наблюдается лишь некоторое изменение относительной интенсивности полосы колебаний кольца около  $1305$   $\text{см}^{-1}$  (рис. 2) и полосы валентных колебаний  $\nu(\text{C}=\text{O})$  в кольце В около  $1638$   $\text{см}^{-1}$  в указанном диапазоне потенциалов [3].

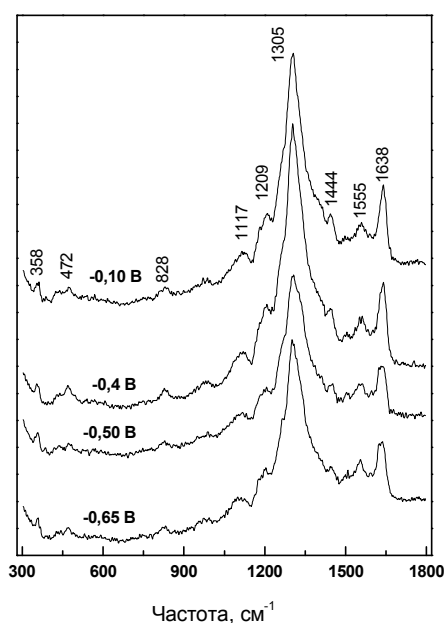


Рис.2.

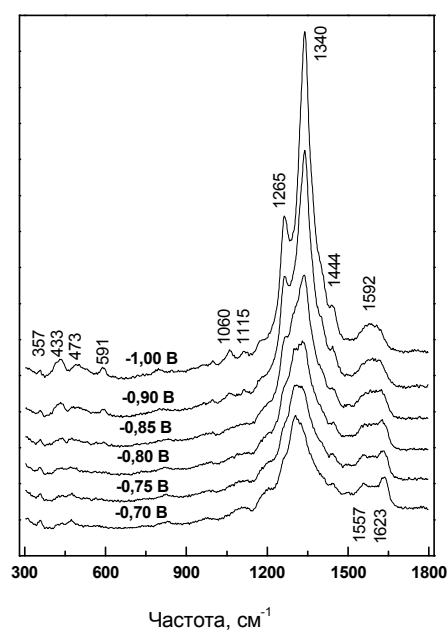


Рис.3.

В спектрах ГКР МИТ, адсорбированного на поверхности серебряного электрода при потенциалах более отрицательных относительно потенциала нулевого заряда (п.н.з.), происходят кардинальные изменения (рис. 3). Уже начиная с  $-0,70$  В полоса около  $1638$   $\text{см}^{-1}$  значительно уменьшается по интенсивности и, испытывая низкочастотный сдвиг,

перекрывается с полосой около  $1567\text{ см}^{-1}$  (колебания колец А и С). Полоса около  $1638\text{ см}^{-1}$ , отнесенная к валентным колебаниям  $\nu(\text{C}=\text{O})$  [3], определяется влиянием внутримолекулярных водородных связей  $\text{C}=\text{O}\cdots\text{H}\cdots\text{N}-\text{C}$  между кольцами В и С хромофора. Низкочастотный сдвиг этой полосы и невозможность ее разрешения при более отрицательных потенциалах связан с изменениями в хелатной системе МИТ – разрушением водородной связи. При потенциале  $-0,90$  В появляется также полоса деформационных колебаний в кольце С  $\delta(\text{CC}-\text{N})$  около  $433\text{ см}^{-1}$ , наличие которой также может быть обусловлено этой же причиной.

Не будучи разрешенной на фоне очень интенсивной полосы около  $1305\text{ см}^{-1}$ , при указанных потенциалах появляется полоса около  $1332\text{ см}^{-1}$  (колебания кольца, сопряженные с  $\nu(\text{C}-\text{O})$ ). При дальнейшем изменении потенциала колебательная полоса  $1332\text{ см}^{-1}$ , испытывая высокочастотный сдвиг  $1334\rightarrow 1337\rightarrow 1340\text{ см}^{-1}$ , становится самой интенсивной в спектре. Полоса около  $1305\text{ см}^{-1}$ , начиная с потенциала  $-0,85$  В не разрешается вообще. Обе колебательные моды (около  $1305\text{ см}^{-1}$  и  $1332\text{ см}^{-1}$ ) отнесены [3] к колебаниям кольца различной симметрии  $\text{B}_{2u}$  и  $\text{A}_{1g}$  соответственно. Можно предположить, что локальная симметрия соответствующих мод молекулы МИТ, адсорбированного на серебряной поверхности, подвергается изменению под действием потенциала, что приводит к значительному усилению колебательной полосы около  $1332\text{ см}^{-1}$ . Будучи всего лишь плечом в спектре ГКР при потенциале  $-0,70$  В, становится хорошо разрешенной при потенциале  $-0,90$  В полоса около  $1264\text{ см}^{-1}$  ( $\text{A}_{1g}$ ), отнесенная к валентным колебаниям  $\nu(\text{C}-\text{O})$  в кольце А. Вероятно изменение локальной симметрии отразилось и на интенсивности этой моды. Скорее всего, геометрия адсорбции при этом не изменяется, и плоскость колец молекулы по-прежнему параллельна серебряной поверхности.

Необходимо отметить, что колебания с частотой около  $1305\text{ см}^{-1}$  сильно зависят от наличия  $\text{C}-\text{O}$  группы в кольце А, так как такой полосы не наблюдается у другого производного антрахинона – голубого растворителя (Solvent Blue-35), у которого такой группы нет вообще [3]. Поэтому, при значительных отрицательных потенциалах поверхности электрода  $\text{C}-\text{O}$  связь может значительно ослабнуть предположительно в результате депротонирования атома кислорода.

Спектры ГКР при потенциалах  $-0,75$  В и  $-0,80$  В отчетливо демонстрируют наличие всех трех колебательных полос (около  $1264\text{ см}^{-1}$ ,  $1305\text{ см}^{-1}$ ,  $1332\text{ см}^{-1}$ ).

Таким образом, можно предположить, что при изменении потенциала поверхности электрода молекулы МИТ остаются адсорбированными плоскостью колец на серебряной поверхности. Происходит изменение локальной симметрии некоторых мод, что приводит к их избирательному усилению. Возможным центром депротонирования в молекуле митоксантрона

при потенциалах, более отрицательных, чем п.н.з., являются атомы кислорода в фенольном кольце А.

Изучены свойства МИТ, адсорбированного на поверхности анодированного серебряного электрода. Обнаружено, что при потенциалах электрода более отрицательных, чем потенциал нулевого заряда ( $-0,65\text{В}$ ), спектры ГКР МИТ претерпевают значительные изменения. Установлено, что при изменении потенциала поверхности геометрия адсорбции молекулы сохраняется, однако локальная симметрия некоторых колебаний изменяется.

#### Литература

1. Quantitative Surface-Enhanced Resonance Raman Spectroscopy for Analysis / Smith W.E., Flauds K., Graham D. // K.Kneipp, M. Moskovits., H. Kneipp (Eds) Surface-Enhanced Raman Scattering – Physics and Applications, Topics Appl. Phys. -2006. -V.103. -P. 381-397.

2. **Набиев** И.Р., **Ефремов** Р.Г. Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния и ее применение к изучению биологических молекул / **ВИНИТИ**. - М., 1989.- 132 с.

3. Does adsorption on the surface of silver colloid perturb drug/DNA interactions? / Nabiev I. et al. // J. Phys. Chem. -1995. -V.99. -P. 1608-1613.

## ЛАЗЕРНАЯ МАРКИРОВКА ПРОМЫШЛЕННОЙ ПРОДУКЦИИ

<sup>1</sup> *Институт проблем информатики НАН Беларуси, Минск, Беларусь,*

<sup>2</sup> *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь*  
*alexl@newman.bas-net.by*

### 1. Состояние и перспективы разработок

Маркировка продукции, обеспечивающая ее идентификацию, является важной частью современного производства, а системы лазерной маркировки – перспективным технологическим оборудованием массового применения [1]. Однако производительность современных систем настолько низка, что стоимость лазерной маркировки может превысить стоимость изготовления изделия. Требуется кардинально улучшить этот параметр.

Цель работы – показать возможность создания принципиально нового лазерного маркера, который на порядок превосходит современные аналоги по основному параметру – производительности. Предлагается техническое решение, объединяющее результаты разработок лазерных сканирующих систем, содержащих современные лазеры, блоки управления излучением и перемещением маркируемых объектов [2 - 6], а также базовых элементов этих блоков [7,8].

### 2. Предлагаемая система

Система, предложенная в [6], схема которой показана на рис.1, работает следующим образом:

Маркируемые объекты 6 размещаются (вручную или автоматически) в определенные положения на подвижной плите координатного стола 7, например, путем их плотной укладки в коробку, которая, в свою очередь, плотно устанавливается в углубление на указанной плите.

Маркировка объекта, центр которого совмещен с оптической осью объектива 5, производится путем пофрагментного дискретного перемещения излучения лазера 1. Акустооптический дефлектор 3 дискретно перемещает луч от одной точки изображения к другой в пределах отрезка прямой, а пьезокерамический дефлектор 4 – пошагово в перпендикулярном направлении.

Смена объектов маркировки осуществляется с помощью перемещений координатного стола, снятия маркированных изделий и установки немаркированных.

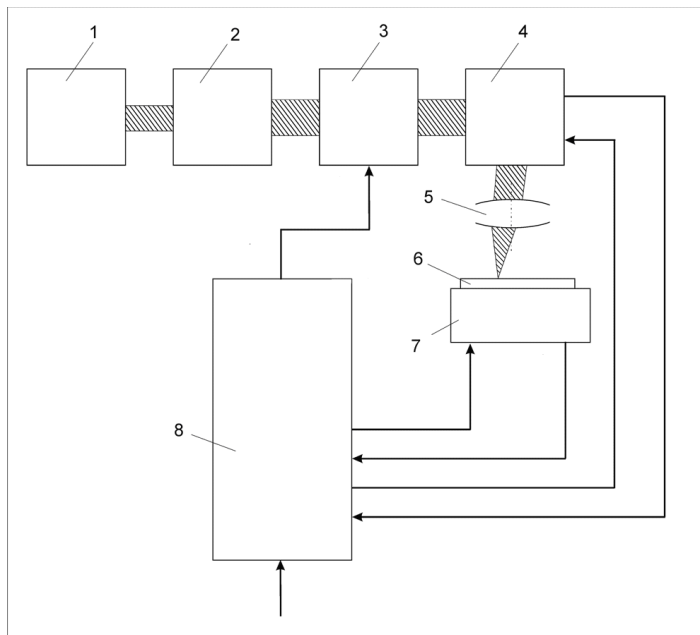


Рис. 1. Устройство маркировки. 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – акустооптический дефлектор, 4 – пьезодефлектор, 5 – объектив, 6 – маркируемые объекты, 7 – координатный стол, 8 – процессор.

### 3. Лазер и оптическая система

Сравнительный анализ современных разработок показывает, что из них для маркировки наиболее перспективны волоконные лазеры с диодной накачкой. Их излучение имеет удобную длину волны ( $\sim 1$  мкм), требуемые величины частоты импульсов (десятки кГц) и средней мощности (от нескольких Вт и более), приемлемый срок службы (более 30000 часов) и расходимость, близкую к дифракционной [7].

Оптическая система состоит из коллиматора, формирующего излучение в пучок, диаметром порядка 15 мм и расходимостью примерно 100 мкрад, и объектива, с фокусным расстоянием 200 – 400 мм, позволяющего сфокусировать этот пучок в пятно диаметром 20 – 40 мкм. Меньшее фокусное расстояние и, соответственно, меньшее пятно, необходимо для металлических, а большее расстояние - для неметаллических изделий.

### 4. Дефлекторы света

#### 4.1. Акустооптические дефлекторы света.

В настоящее время известно только одно устройство, которое способно сканировать пучок с частотой импульсов выбранного лазера – акустооптический дефлектор света, основанный на дифракции Брэгга [7]. Он производится серийно, и детальную информацию можно получить из рекламы.

Угол сканирования такого дефлектора (порядка 50 мрад) достаточен для перемещения сфокусированного светового пучка на 10 – 20 мм, то есть на размер маркируемого изображения. Достоинство устройства – возможность произвести до 100000 переключений/с.

Недостаток – относительно большие потери света в однокоординатной конструкции (десятки процентов) и очень большие в двухкоординатном дефлекторе (до 50%).

#### 4.2. Пьезокерамические дефлекторы.

С целью уменьшения оптических потерь для отклонения излучения по второй координате целесообразно использовать пьезокерамический дефлектор, основанный на обратном пьезоэффекте. Проблема создания такого дефлектора – очень малая величина деформаций пьезоматериалов – порядка 1 мкм для пластины длиной 1 см. Увеличить эту деформацию до нескольких десятков мкм позволяет биморфный пьезоэлемент – склейка двух пьезопластин, подключенных к управляющему напряжению так, чтобы сжатие одной пьезопластины сопровождалось растяжением другой. Дальнейшее увеличение деформаций создает редуктор из плоских упругих пластин, удаленных друг от друга примерно на 1 мм, который преобразует перемещение подвижного конца пьезоэлемента в поворот зеркала и перемещение сфокусированного пучка на 15 – 25 мм.

Внешний вид одного из таких пьезодефлекторов показан на фото 1, а конструкция на рис. 2. Она отличается введением оси вращения, которая выполнена в виде одной детали с пластинами редуктора, а также использованием четырех биморфных пьезоэлементов, общая ширина которых примерно в 10 раз больше общей ширины пьезоэлементов у аналогов. Такое техническое решение позволяет увеличить жесткость пьезопривода, расширить полосу рабочих частот примерно до 10 кГц и уменьшить время переходного процесса дефлектора примерно до 100 мкс [8].

### 5. Производительность системы

Время маркировки одного изделия, размещенного на координатном столе:

$$T_1 = n_1 \tau_1 + n_2 \tau_2 + \tau_3, \quad (1)$$

где  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  – время записи точки изображения, переходного процесса пьезодефлектора и смены объекта маркировки,  $n_1$  и  $n_2$  – число точек в маркируемом изображении и положений пьезодефлектора. Типичные значения указанных параметров –  $\tau_1 \sim 10$  мкс,  $\tau_2 \sim 100$  мкс,  $\tau_3 < 1$  с,  $n_1$  и  $n_2$  – десятки тысяч и сотни. Подставляя типичные значения в (1), находим расчетное значение производительности системы  $\sim 1$  изделия/с или несколько тысяч изделий/час. Она превышает возможности современных аналогов, оцененные в [5], примерно на порядок.

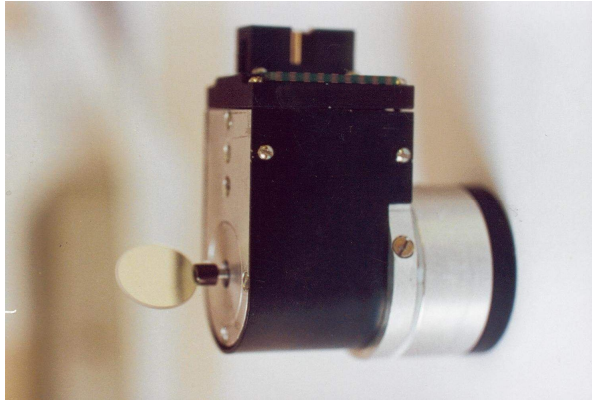


Фото 1.

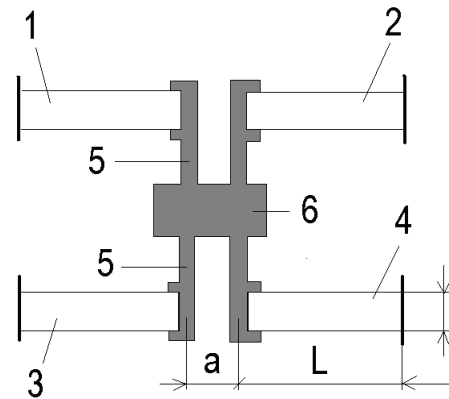


Рис. 2. Пьезодефлектор. 1 – 4 – пьезоприводы, 5 – упругие элементы, 6 – ось, на которой устанавливается зеркало.

Потенциальные потребители данного маркера – предприятия массового производства, а также специализированные центры маркировки, обслуживающие ряд небольших предприятий. Особый интерес лазерная технология представляет для маркировки изделий, которые сложно маркировать каким-либо иным способом – радиодеталей, подшипников, сверл, фрез и т. п.

Рассматривается система лазерной маркировки с волоконным импульсным лазером и модулем управления положением лазерного пучка, который состоит из акустооптического и пьезокерамического дефлекторов и координатного стола. Она формирует контрастные, хорошо сохраняемые изображения на любых материалах с производительностью до нескольких тысяч маркировок/час.

#### Литература

1. Данилов Д. Порядок – двигатель торговли. Современные технологии маркировки продукции // Пакет – М.: Курсив. – 2005. – № 1. – С. 36 – 43.
2. Ероховец В.К., Леонов А.М., Ларченко Ю.В. Способ и устройство для записи изображений // А.с. № 1647611 (СССР). – 1991. – Бюл. № 17.
3. Larchenko Yu., Leonov A., Zhook S. The Scanning beam control system for Laser printer // Proc. Of SPIE, 1995, Vol. 2383, p. 434 – 438, Laser Beam Propagation and Control.
4. Каплан Д.Р., Шахрай А., Аннер О., Гурвич Л. Система для лазерной маркировки и способ установления подлинности маркировки // Патент РФ № 2205773. – 10.06.2003. – Бюл. 16.
5. Кравцов А.А., Леонов А.М. Сравнительный анализ методов лазерной маркировки // VII МНК «Лазерная физика и оптические технологии», 2008, Т. 2. С. 131 – 134.
6. Леонов А.М., Кравцов А.А. Установка лазерной маркировки // Патент Беларуси № 6103. – 28. 12. 2009.
7. Айхлер Ю., Айхлер Г.И. Лазеры. Исполнение, управление, применение. М.: Техносфера, 2008. – 440 с.
8. Леонов А.М., Кравцов А.А. Дефлектор света // Патент Беларуси № 5803. – 15. 09.2009.



**МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ ПРИ ИХ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ  
ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ**

*ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь  
ion\_ne@mail.ru*

Целью настоящей работы является изучение механизмов изменения структуры ряда металлов (Cu, Al, Ag), подвергшихся воздействию лазерного излучения с плотностью потока  $\sim 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, то есть в условиях начала локального плазмообразования, но в отсутствие развитой эрозии металла.

Излучение рубинового лазер ГОР-100М, работавший в режиме свободной генерации (длина волны излучения 0,69 мкм, длительность импульса  $\sim 1,2$  мс; энергия импульса варьировалась в пределах от 5 до 50 Дж; временная форма импульса, имевшего много пиков с энергией  $\sim 0,1 - 1$  Дж), пройдя через фокусирующую систему, попадало на образец. В качестве фокусирующих применялись как однолинзовые, так и двухлинзовые системы, которые позволяли строить изображение диафрагмы на поверхности образца. Наиболее однородное пятно фокусировки излучения формировалось при использовании двухлинзовой системы и диафрагмы диаметром 40 мм, что позволяло получать на поверхности металла зону облучения с резкими краями и варьировать ее диаметр от 2 до 10 мм, что обеспечивало изменение плотности потока излучения  $q$  от  $10^5$  до  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Часть излучения воздействующего лазера ( $\sim 5\%$ ) передней гранью клина направлялась в измеритель энергии ИМ0-2Н б, входное окно которого располагалось в задней фокальной плоскости линзы. Отраженное задней гранью клина излучение попадало на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 и использовалось для регистрации временной формы импульса лазерного излучения запоминающим осциллографом С8-13.

Образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха – Цендера. Длины плеч интерферометра были выровнены с точностью 1 – 2 мм. В качестве зондирующего использовалось излучение рубинового лазера, работающего в режиме свободной генерации [1], с длительностью импульса  $\sim 300$  мкс. Селекция поперечных мод излучения рубинового лазера осуществлялась диафрагмой диаметром 2 мм, помещенной внутрь резонатора, а продольных – эталоном Фабри – Перо с базой 25 мм, используемым в качестве выходного зеркала. Зондирующее излучение заводилось в коллиматор, формирующий параллельный пучок диаметром 40 мм, который освещал интерферометр. Интерферометр был состыкован с камерой СФР-1М, работающей в режиме лупы времени с двухрядной линзовой вставкой. Описанная схема позволяла регистрировать развернутые во времени голограммы сфокусированного

изображения области, непосредственно прилегающей к облучаемому образцу. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра). Дифракционная эффективность голограмм позволяла в стационарных условиях восстанавливать и регистрировать интерференционные и теневые картины исследуемого процесса. Для контроля достоверности результатов, полученных с помощью скоростной голографической кино съемки, экспериментальная установка позволяла исследовать лазерную плазму и традиционными методами. Скорость движения фронта светящегося плазменного образования определялась по щелевым фоторазверткам, зарегистрированным камерой СФР-1М, работающей в режиме фоторегистратора. При этом в плоскости фотопленки строилось изображение приосевой зоны плазменного образования. Камера СФР-1М, работающая в режиме лупы времени и состыкованная со спектральной приставкой, позволяла регистрировать спектры испускания плазмы с временным разрешением  $\sim 2$  мкс. Интегральные спектры испускания плазмы регистрировались спектрографом ИСП-51, вдоль щели которого строилось изображение осевой зоны плазменного образования.

Таким образом, описанная экспериментальная установка позволяла исследовать в единичном эксперименте динамику процесса, происходящего у поверхности металлического образца при действии на него мощного лазерного импульса. По восстановленным с голограмм в стационарных условиях теневым картинам была исследована структура области, прилегающей к облучаемому образцу, измерена скорость движения плазменного фронта и фронта ударной волны. По восстановленным интерференционным картинам определялось пространственное (в радиальном направлении) и временное распределение показателя преломления в лазерной плазме [2] на разных стадиях ее развития. Достоверность полученных результатов контролировалась традиционными спектроскопическими измерениями и данными щелевых фоторазверток.

В соответствии со стандартными методиками [2] были рассчитаны распределения плотности электронов в радиальном направлении для различных моментов времени и различных сечений лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ). Были также рассчитаны интегральные по времени плотности электронов в лазерной эрозионной плазме, которые хорошо согласуются со значениями, полученными по интегральным спектрам испускания ЛЭПФ, зарегистрированным с помощью спектрографа ИСП-51 ( $\bar{N}_e \approx 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Спектроскопические измерения электронной концентрации проводились по штарковскому уширению спектральных линий. По спектрам испускания также была определена средняя температура ЛЭПФ  $\bar{T} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ K}$ .

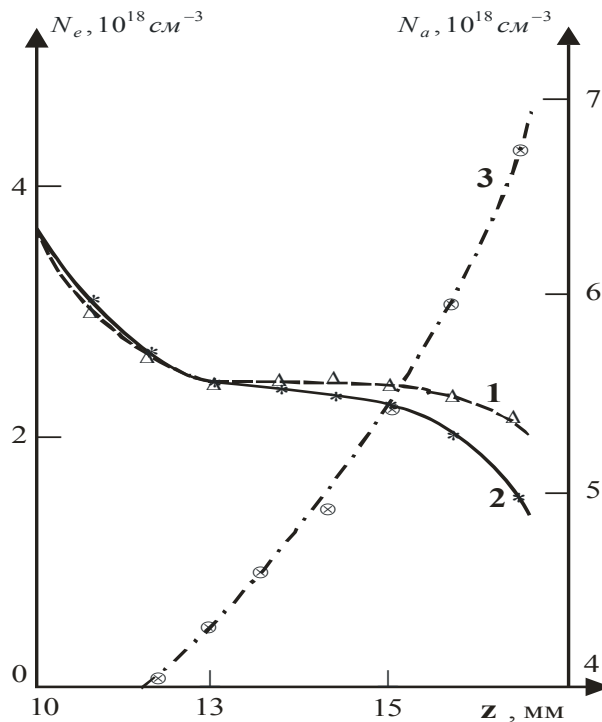


Рисунок 1 – Продольные распределения средних по диаметру сечения концентраций электронов, рассчитанные методом двухдлинноволновой (1) и однодлинноволновой (2) голографической кино съемки, а также определенная двухдлинноволновым методом средняя «избыточная» концентрация тяжелых частиц (3). Распределения получены через 38,4 мкс после начала воздействия на алюминиевый образец лазерного излучения с плотностью потока  $\sim 10$  МВт/см<sup>2</sup>

При обработке вышеупомянутых интерференционных картин не учитывалось влияние тяжелых частиц. Для уточнения значений электронной плотности с учетом влияния на рефракцию тяжелых частиц и определения полей их плотности в различные моменты времени были проведены исследования ЛЭПФ с помощью скоростной двухдлинноволновой голографической кино съемки. Схема экспериментальной установки отличалась от предыдущей тем, что в нее были добавлены второй источник зондирующего излучения, включающий в себя лазер на красителе и коллиматор, и второе устройство для кино съемки голограмм, состоящее из камеры СФР-1М, работающей в режиме лупы времени с двухрядной линзовой вставкой, и объектива, осуществляющего сопряжение плоскости фотопленки в камере с центральным сечением исследуемого ЛЭПФ. При использовании такой оптической схемы одновременно регистрировались две серии сдвинутых во времени голограмм ЛЭПФ камерами СФР.

На рисунке показано продольное распределение средних по диаметру сечения концентраций электронов вдоль оси ЛЭПФ, возникающего у поверхности медного образца, полученных с помощью двухдлинноволновой (кривая 1) и однодлинновой (кривая 2) скоростной голографической кино съемки. На расстоянии 10 – 15 мм от поверхности образца кривые 1 и 2 практически совпадают, т.е. тяжелые частицы ("горячие" атомы и ионы меди и

молекулы воздуха), как и предполагалось, вносят малый вклад в рефракцию плазмы. На больших расстояниях, где отсутствуют "разогретые", светящиеся частицы, вклад молекул воздуха становится заметным (кривая 2 лежит ниже кривой 1). Это связано с выталкиванием воздуха плазменным облаком. Результаты расчетов продольного распределения средних по диаметру сечения факела концентраций молекул воздуха представлены на рисунке 4 (кривая 3).

Таким образом, в области около облучаемого образца по сравнению с исходной плотностью воздуха как средняя концентрация электронов в плазменном факеле, так и отклонение плотности воздуха от исходной невелики. Это позволяет при расчете давления в плазменном факеле у поверхности облучаемой мишени  $p_0$  использовать уравнение состояния [3]. С учетом указанного значения средней температуры плазмы  $\bar{T}$  давление  $p_0 \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ Па}$ , т. е. при падении каждого пика облучаемый образец испытывает достаточно сильный удар.

Рассчитаем теперь изменения температуры  $T(\vec{r}, t)$  поверхности медного образца, облучаемого лазерными импульсами с использованными в эксперименте параметрами.

Численно решалось уравнение

$$\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = a^2 \Delta T(\vec{r}, t) + f(\vec{r}, t)$$

с начальными условиями

$$T(\vec{r}, 0) = T_0 = 300 \text{ K}$$

и граничным условием

$$(n \cdot \text{grad } T(\vec{r})) = 0, .$$

Функция источника  $f(r, t)$  имела в пределах пятна фокусировки радиально симметричный вид

$$f(\vec{r}, t) = \begin{cases} 0, & r > r_0 \\ b \alpha(t) \cdot \delta(z) + k \cdot (\bar{T} - T(\vec{r})), & r \leq r_0 \end{cases}$$

где  $b = \frac{E}{d^2} \cdot \frac{1 - \rho_{\text{от}}}{c \gamma \sqrt{a \tau}}$ , энергия импульса  $E = (0,1 - 1)$  Дж, удельная теплоемкость меди  $c = 380$

Дж/кг·К, длительность импульса  $\tau \approx 1$  мкс,  $\gamma = 8,96 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$  – плотность меди,  $a = 1,12 \text{ см}^2/\text{с}$  – температуропроводность меди, функция  $\alpha(t)$  – нормированная временная зависимость энергии в воздействующем лазерном импульсе,  $\rho_{\text{от}}$  – коэффициент отражения, который [4] равнялся 0,8 для твердого металла и 0,5 для расплавленного металла,  $k = 5 \text{ Вт/К} \cdot \text{м}^2$  – коэффициент теплопередачи.

Расчеты показали, что  $T$  быстро (до окончания действия лазерного импульса) возрастает до значения, близкой к температуре плавления меди, и довольно быстро убывает (через  $\sim 20$

мкс после подачи импульса  $\Delta T \sim 10$  К). Существенно, что при подаче через 20 мкс 2-го лазерного пичка временная зависимость  $\Delta T$  остается такой же – меняется только  $T_0$ . Таким образом, после подачи 50-ти лазерных импульсов температура мишени до подачи следующего пичка не опускается ниже температуры плавления меди.

Выводы:

1. Комплексный метод диагностики плазмы, включающий скоростную голографическую кино съемку, спектроскопию и фотометрические исследования, позволяет определить температуру и давление в пароплазменном образовании вблизи поверхности образца, подвергающемуся воздействию лазерного излучения.

2. При воздействии на поверхность металлического образца (Cu, Ag, Al, Pb) лазерного излучения с плотностью потока  $\sim 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>, то есть в условиях начала локального плазмообразования, но в отсутствие развитой эрозии металла, у поверхности облучаемой мишени температура в пароплазменном облаке достигает значения  $\bar{T} \approx 5 \cdot 10^3$  К, а давление – значения  $p_0 \approx 1,7 \cdot 10^6$  Па, т. е. при падении каждого пичка лазерного импульса облучаемый образец испытывает достаточно сильный удар.

3. В ходе воздействия на металлический образец каждого пичка лазерного импульса температура на облучаемой поверхности быстро (до окончания действия пичка) возрастает до значения, близкой к температуре плавления металла, и довольно быстро убывает (для меди через  $\sim 20$  мкс после подачи импульса  $\Delta T \sim 10$  К). При этом даже после подачи 50-ти пичков лазерного импульса температура мишени до подачи следующего пичка не опускается ниже температуры плавления металла.

4. Полученные результаты позволяют сделать предположение о том, что модификация кристаллической структуры ряда металлов (Cu, Ag, Al, Pb) при их неразрушающей лазерной обработке (плотность потока воздействующего излучения  $\sim 5 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>) обусловлена возникновением значительных микронапряжений в зоне обработки облучаемого образца как вследствие быстрого анизотропного нагревания металла, так и в связи с возникновением в материале мишени значительных упругих деформаций.

Литература.

1. Недолугов, В.И. Скоростная голографическая кино съемка лазерной плазмы у поверхности образца / В.И.Недолугов // Физические методы исследования прозрачных неоднородностей. – М.: МДНТП. – 1990. – С. 31 – 32.

2. Островский, Ю.И. Голографическая интерферометрия / Ю.И.Островский, М.М.Бутусов, Г.В.Островская. – М.: Наука, 1997. – 339 с.

3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 584с.

4. Физические величины: Справочник / А.П.Бабичев [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1231 с.

Т.Ф. Райченко<sup>1</sup>, И.В. Скорняков<sup>1</sup>, Г.Б. Толсторожев<sup>1</sup>, А.Я. Гореленко<sup>2</sup>,  
М.П. Захарич<sup>2</sup> А.В. Рак<sup>2</sup>

## **ФОТОСТОЙКОСТЬ ПЕЧАТНЫХ КРАСОК ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИК-СПЕКТРОСКОПИИ**

<sup>1</sup>*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,  
gbt@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup>*РУП «Криптотех» Гознака Министерства финансов РБ, Минск, Беларусь*

Органические и неорганические красящие вещества характеризуются различной световой стойкостью. Большинство материалов со временем изменяют свой цвет под действием естественного света, источников искусственного освещения, а также при лазерном облучении [1]. Актуальна проблема установления светостойкости по оптическим характеристикам печатных красок на оттиске (подложке), то есть, выявления способности красок не изменять свои цветовые свойства при длительном воздействии светового излучения.

Для определения фотостойкости разработано несколько стандартов, в которых с использованием эталонных шкал предусматривается тестирование светостойкости: при естественном и при искусственном освещении. Во всех используемых методах оценка светостойкости испытуемых образцов осуществляется визуально без использования колориметрических или спектральных приборов путем сравнения цветовых характеристик облученного образца с характеристиками стандарта или необлученного образца.

С целью разработки оптических методов определения светостойкости в данной работе проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств красок, которые используются для субтрактивного синтеза цвета в печатной продукции. Методы ИК Фурье-спектроскопии также продемонстрировали высокую информативность при анализе изменений структуры в компонентах красок при воздействии естественного или искусственного освещения.

Исследована светостойкость красок, используемых в принтерах Fargo HDP 5000 и Torrap CP 400 известными методами, а также разработанным спектрально-люминесцентным методом.

Сопоставление спектрально-люминесцентных характеристик красок и визуальных наблюдений показало, что облучение дневным светом в течение 2-х месяцев практически не меняет цветовых характеристик как самих красок, которые используются в принтерах Fargo HDP 5000 и Torrap CP 400, так и подложек, на которые нанесены эти краски. Визуальные изменения цветовых характеристик зарегистрированы для красок принтера Fargo HDP 5000 при облучении дневным светом свыше 3-х месяцев. Например, краски принтера Fargo HDP 5000 черного и голубого цвета существенно изменили свою интенсивность и чистоту. В то время

как, цветовые характеристики всех красок, используемых в принтере Торрап СР 400. не изменились при облучении дневным светом в течение 14 недель.

При проведении испытаний светостойкости красок принтеров Fargo HDP 5000 и Торрап СР 400 в качестве источника искусственного света использовалась ксеноновая лампа типа ДКсШ 1000, спектр излучения которой очень близок к спектру дневного света. На основе сравнения цветовых характеристик удалось сопоставить время экспонирования естественным и искусственным светом. Установлено, что 5 час облучение красок излучением ксеноновой лампой ДКсШ 1000 эквивалентно облучению дневным светом этих же красок в течение 14 недель. А 20 часовое облучение красок излучением ксеноновой лампой ДКсШ 1000 эквивалентно воздействию на краски дневного света в течение 1 года.

Сопоставление облученных и необлученных образцов красок свидетельствует, что цветовые характеристики всех красок, используемых в принтере Торрап СР 400. не меняются не только при облучении дневным светом в течение 14 недель, но и после 20 час облучения красок излучением ксеноновой лампой. В то же время краски принтера Fargo HDP 5000 голубого, пурпурного и черного цвета теряют свою интенсивность и чистоту уже после 5 часов облучения красок излучением ксеноновой лампой. С увеличением времени экспозиции искусственным светом с 5 до 20 часов, что эквивалентно 1 году воздействия на краски дневного света, начинает обесцвечиваться краска желтого цвета принтера Fargo HDP 5000. Визуальные наблюдения изменения цвета подтверждены оптическими исследованиями красок.

На рис. 1 и 2 представлены спектры поглощения красок принтеров Fargo HDP 5000 и Торрап СР 400.

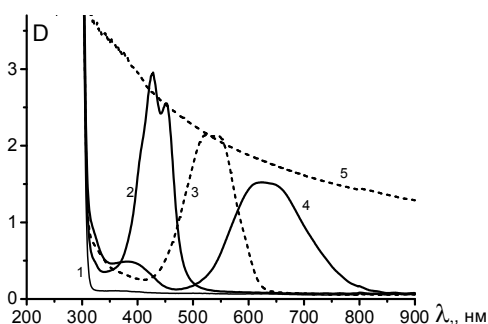


Рис. 1. Спектры поглощения красок принтера Fargo HDP 5000: 1 – прозрачной основы, 2 – жёлтой, 3 – пурпурной, 4 – голубой, 5 – чёрной.

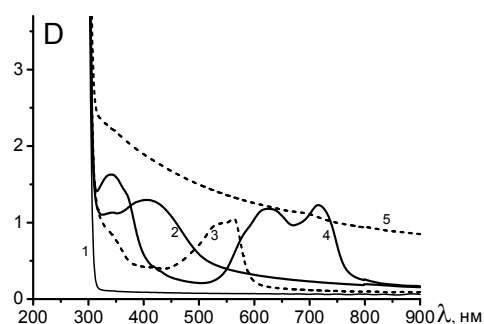


Рис. 2. Спектры поглощения красок принтера Торрап СР 0400: 1 – прозрачной основы, 2 – жёлтой, 3 – пурпурной, 4 – голубой, 5 – чёрной.

Вследствие использования пигментов различного химического строения спектральные характеристики поглощения красок принтеров Fargo HDP 5000 и Toppan CP 400, приведенные на рис. 1 и 2, существенно различаются.

Анализ спектров поглощения в видимой области показывает, что при облучении печатных красок принтера Fargo HDP 5000 излучением ксеноновой лампы происходит значительное уменьшение оптической плотности для красок голубого, пурпурного и желтого цвета. Например, оптическая плотность полосы поглощения для жёлтой краски с максимумом на 430 нм уменьшается в 2,3 раза при облучении ксеноновой лампой в течение 8 часов (рис.3).

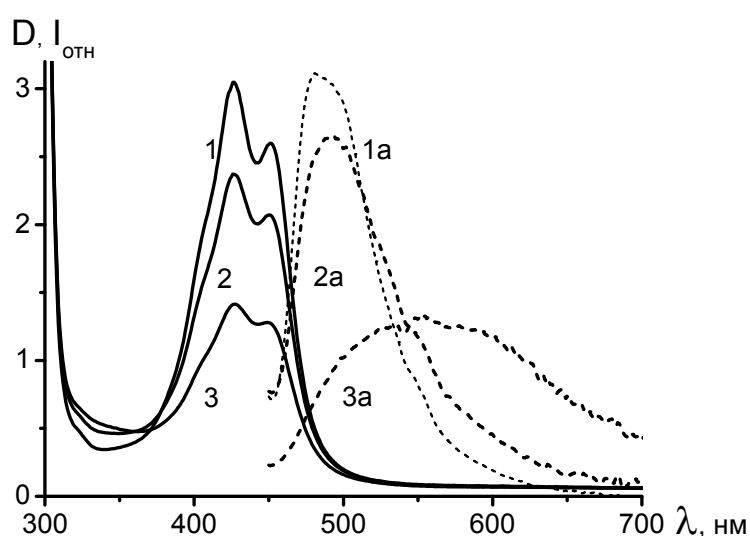


Рис. 3. Поглощение и флуоресценция жёлтой краски на плёнке принтера Fargo HDP 5000 необлученной (1, 1a) и облученной 4 часа (2, 2a) и 8 часов (3, 3a), соответственно.

Установлено, что с увеличением длительности экспонирования в спектрах люминесценции красок снижается интенсивность излучения, меняется форма контура и положение максимумов с их смещением в длинноволновую область спектра (рис.3).

Методы ИК спектроскопии проявили свою эффективность для контроля фотостойкости в тех случаях, когда фотопроцессы, происходящие в веществе, пока визуально не проявляются. Так, например, в ИК спектрах желтой краски (рис. 4) выявлена корреляция между временем экспонирования искусственным светом и интенсивностью полосы колебаний  $C=N$  с  $\nu_{\max} = 1540 \text{ см}^{-1}$ . С увеличением времени экспозиции с 2 час до 8 час эта полоса уменьшается по интенсивности с  $D = 0,347$  до  $D = 0,284$  ( $D$  – оптическая плотность).



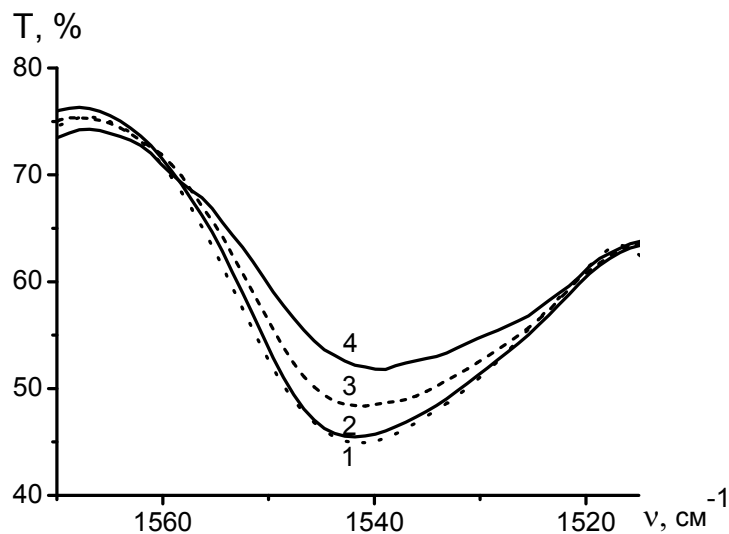


Рис. 4. ИК спектры пропускания краски принтера Fargo HDP 5000 желтого цвета необлученной (1), а также после облучения излучением ксеноновой лампы в течение 2-х час (2), 4-х час (3) и 8 час (4) в области колебаний C=N

Различия в ИК спектрах обусловлены тем, что при воздействии светового излучения в компонентах красок начинают происходить фотохимические реакции, которые приводят к разрыву двойной связи C=N и изменяют химическую структуру компонентов. С другой стороны стабильность химического состава краски напрямую связана со стабильностью ее цветовых характеристик, что наблюдалось при исследовании ИК спектров красок.

Важно отметить, что облучение красок принтера Torrap CP 400 не приводит к изменениям спектров поглощения в ИК и видимой области, а также люминесценции для всех исследованных красок, что свидетельствует об их высокой светостойкости.

Таким образом, на основе существующих методов оценки светостойкости, а также с применением спектрально-люминесцентных методов проведена сравнительная оценка светостойкости красок принтеров Fargo HDP 5000 и Torrap CP400.

Методы ИК Фурье-спектроскопии и люминесцентного зондирования продемонстрировали высокую информативность при анализе изменений химической структуры в компонентах красок при воздействии естественного или искусственного освещения. На основе анализа ИК Фурье спектров и измерения абсорбционных и люминесцентных характеристик печатных красок дана количественная оценка светостойкости красок конкретных принтеров Fargo HDP 5000 и Torrap CP 400.

Полученные результаты перспективны для разработки и совершенствования новых подходов определения светостойкости печатной продукции с применением методов оптической спектроскопии.

Литература

1. Т. Грей. Уверенная работа с цветом. М., НТ Пресс – 2007.

## ШИРОКОПОЛОСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ СИСТЕМОЙ ВШП В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

<sup>1</sup> Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина  
g.kulak@mail.ru

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси  
p.ropot@dragon.bas-net.by

Дифракция света на ультразвуковых (УЗ) волнах в широком диапазоне частотной перестройки находит многочисленные применения для создания различных акустооптических (АО) устройств обработки информации: широкополосных АО дефлекторов и модуляторов, спектроанализаторов, корреляторов, демодуляторов частотно- и фазомодулированных сигналов [1, 2]. При этом исследуется форма амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) в широком частотном диапазоне [3]. В настоящей работе приведены результаты теоретических исследований АО дифракции на продольных и сдвиговых объемных акустических волнах, возбуждаемых простым методом с помощью преобразователя встречно - штыревого типа; изучены особенности изотропной и анизотропной дифракции в одноосных кристаллах.

Многоэлементная система встречно – штыревых преобразователей (ВШП) с периодом  $d$  имеет ширину металлической полоски  $b$  и неметаллического участка  $a$  (рис. 1).

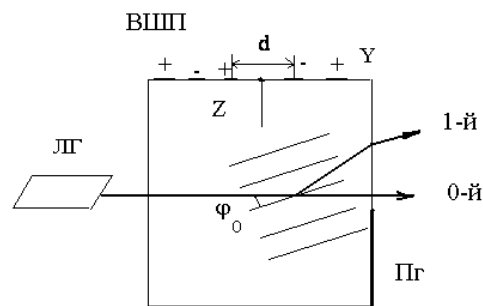


Рис. 1. Схема брэгговской АО дифракции (ВШП – встречно - штыревой преобразователь, Пг – поглотитель, ЛГ – лазер).

Угловой спектр пьезоактивной объемной акустической волны (без учета «левосторонних лепестков», как на рис.1), возбуждаемой системой ВШП для продольных ( $u_l$ ) и сдвиговых ( $u_s$ ) акустических волн, на которых происходит АО дифракция, дается соотношением вида [4]:  $u_{l,s} = u_{l,s}^0 \sin c[K_{l,s} - \chi_0)L/2\pi]$ , где  $K_{l,s} = 2\pi f \sin(\theta)/\tilde{v}_{l,s}(\theta)$ ,  $\tilde{v}_{l,s} = v_{l,s}(1 + \tilde{K}_{l,s}^2/2)$ , причем  $v_{l,s}$  - фазовые скорости продольной и сдвиговой УЗ волны,  $\tilde{K}_{l,s}$  - коэффициент электромеханической связи; комплексные амплитуды  $u_{l,s}^0$  выражаются через упругие модули

$c_{ij}$  кристалла и компоненты тензора пьезоэлектрических постоянных  $e_{ij}$  ( $f$  - частота ультразвука,  $\theta$  - полярный угол, отсчитываемый от оси OZ);  $\chi_0 = \pi / d$ ;  $L = Nd$  ( $N$  - число электродов ВШП,  $d = 2b$ ). В таких условиях реализуется нерезонансный механизм возбуждения ультразвука.

Предположим, что падающая световая волна с волновым вектором  $\vec{k}_i$  падает на область, занятую ультразвуком под углом Брэгга или близким к нему ( $\varphi_i$ ), тогда возникает дифрагированная волна, распространяющаяся под углом  $\varphi_d$  с волновым вектором  $\vec{k}_d = \vec{k}_i + \vec{K}$  где  $|\vec{k}_i| = k_0 n_i$ ,  $|\vec{k}_d| = k_0 n_d$ ,  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$  ( $\lambda_0$  - длина световой волны в вакууме,  $n_{i,d}$  - показатели преломления дифрагированных волн).

Эффективность дифракции  $\eta_{l,s}$  находится с использованием известных зависимостей углов дифракции  $\varphi_{i,d}$  (см. [3]) от частоты ультразвука из выражений:

$$\eta_{l,s} = (q_{эф} b / 2)^2 \sin^2 \{ (N/2) [(1+F)(\theta_0 + F + 1) + 1 - \Delta n] \} \sin^2 (Q'/2), \quad (1)$$

где  $F = (f - f_0) / f_0$  - нормированная частота ультразвука ( $f_0$  - центральная частота АО дефлектора);  $\Delta n = (\lambda_0 L f_0^2 / n \tilde{v}_{l,s}^2) \delta n$  ( $\delta n = n_i - n_d$ );  $Q' = (\lambda_0 b f_0^2 / n \tilde{v}_{l,s}^2)$ ;  $\theta_0$  - безразмерный параметр;  $q_{эф} = (\pi n^3 p_{эф} / \lambda_0) \sqrt{I_a / \rho \tilde{v}_{l,s}^2}$  ( $n = (n_i + n_d) / 2$  - средний показатель преломления кристалла);  $p_{эф}$  - эффективная фотоупругая постоянная,  $\rho$  - плотность кристалла,  $I_a$  - интенсивность ультразвука. Для изотропной дифракции ( $\delta n = 0$ ) и при точном соблюдении условий брэгговского синхронизма следует полагать  $\theta_0 = -2$ , тогда АЧХ дефлектора имеет плоскую вершину [3]. Величину  $\theta_0$  полагают зависящей от приведенной частоты  $F$ , тогда добиваются широкой полосы АЧХ, то есть  $\theta_0 = -2 - r / [Q(1+F)]$ , где  $Q = (\lambda_0 L f_0^2 / n \tilde{v}_{l,s}^2)$ ,  $r$  - параметр. Отметим, что эффективность дифракции на продольных УЗ волнах ( $\eta_l$ ) значительно ниже чем на сдвиговых ( $\eta_s$ ).

При наличии дополнительной анизотропии ( $\Delta n \neq 0$ ) АЧХ дефлектора со сканирующей диаграммой УЗ излучения существенно отличается от случая ее отсутствия. При этом широкая полоса пропускания в виде двугорбой АЧХ достигается при точном брэгговском синхронизме ( $\theta_0 = -2$ ), соответствующем изотропной дифракции. Следует отметить, что в дефлекторе на основе анизотропной АО дифракции, реализуема точная автоподстройка под угол Брэгга. При этом, для  $\Delta n > 0$  достаточно выполнить условие:  $\Delta n = [(1+F)(\theta_0 + F + 1) + 1] / F$  в широком частотном диапазоне  $\Delta f$  перестройки дефлектора. Данное условие можно реализовать, например, используя дополнительную электроиндуцированную анизотропию во внешнем

электрическом поле. Тогда величина  $\Delta n$  должна изменяться варьированием внешнего электрического поля.

Расчет нормированной эффективности дифракции  $\eta_n = \eta_s / \eta_{s\max}$  на сдвиговых УЗ волнах для YZ – среза кристалла окиси цинка (ZnO) и изотропной дифракции обыкновенных световых волн, поляризованных перпендикулярно плоскости дифракции проводился на основании выражения (1). Центральная частота рассчитана по формуле:  $f_0 = \tilde{\nu}_s(\varphi_0)(n/\lambda_0 d)^{1/2}$ . Точная автоподстройка угла Брэгга может быть осуществлена приложением внешнего электрического поля  $E_e$  вдоль оси OZ кристалла ZnO, тогда  $\delta n = n_o r_{13} E_e$ , где  $r_{13}$  – электрооптическая постоянная,  $n_o$  – обыкновенный показатель преломления кристалла. С учетом результатов работы [5] интенсивность УЗ волны для YZ – среза кристалла ZnO может быть рассчитана из соотношения:  $I_a = (u_0^2 N f_0 / Adv_R 10^5)$ , где полагалось  $A=10^2$ .

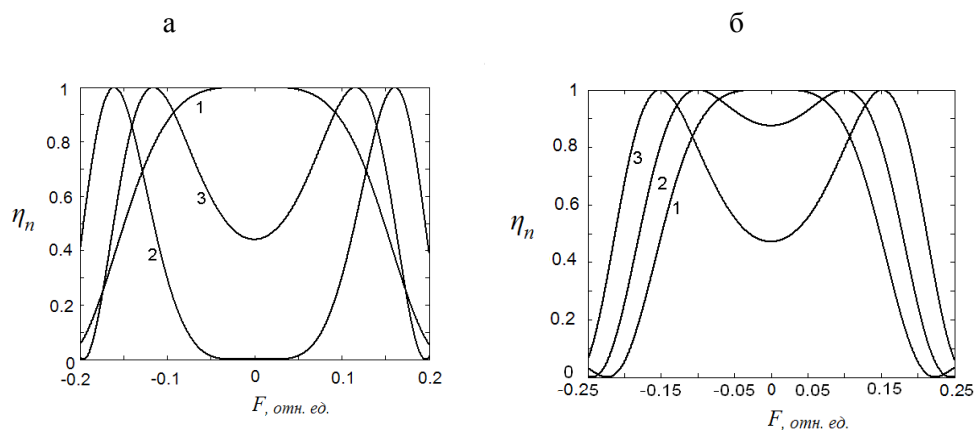


Рис. 2. Зависимость нормированной эффективности дифракции  $\eta_n$  от приведенной частоты ультразвука  $F$  при различных значениях параметра  $r$ : 1-0; 2-0,889; 3-1,848 (а) и от приведенной частоты ультразвука  $F$  при  $\theta_0=-2$  для анизотропной дифракции и различных  $\Delta l$ : 1-0; 2-0,01; 3-0,023 (б) ( $d=15,2$  мкм,  $\lambda_0=0,63$  мкм,  $N=40$ ,  $n=1,98$ ;  $p_{\text{эф}}=p_{14}=0,07$ ;  $I_a=0,01$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\varphi_0=0,07$  рад.,  $\eta_{\max}=0,01$ ,  $f_0=1,14$  ГГц)

На рис. 2 представлена зависимость  $\eta_n$  от приведенной частоты УЗ волны  $F$  для изотропная дифракции при различных значениях параметра  $r$  для  $\Delta n=0$  (а), а также при различных значениях  $\Delta l$  и точном брэгговском синхронизме, когда  $\theta_0=-2$  (б). Из рис. 2 следует, что максимальная ширина полосы АО взаимодействия (по уровню 3 дБ) составляет  $\Delta f=342$  МГц для центральной частоты  $f_0=1.14$  ГГц и числе пар электродов  $N=40$ . В соответствии с соотношением  $\Delta f = 2.7 f_0 / \sqrt{N}$  (см. [3]) можно достичь увеличения полосы дефлектора за счет уменьшения числа электродов ВШП, однако при этом уменьшается эффективность АО взаимодействия.

Зависимость нормированной эффективности дифракции  $\eta_n$  от приведенной частоты  $F$  УЗ волны при различных параметрах анизотропии  $\Delta n$  представлена на рис. 3. Из рисунка следует, что даже при точном брэгговском синхронизме ( $\theta_0 = -2$ ) АЧХ дефлектора может иметь широкий диапазон перестройки, приобретая двугорбую форму с провалом в центре. При  $\Delta n = 0,023$  достигается ширина полосы частотной перестройки дефлектора  $\Delta f = 456$  МГц.

Аналогичные зависимости для тех же значений параметров АО ячейки имеют место для тригональных кристаллов ниобата лития ( $LiNbO_3$ ), однако, при этом максимальная эффективность дифракции составляет  $\eta_{max} = 0.02$ , ширина частотной перестройки при изменении угла падения (варьировании  $\theta_0$ ) составляет  $\Delta f = 525$  МГц и при «включении» электрооптической анизотропии  $\Delta f = 700$  МГц. Полученные теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными (рис. 2), приведенными в работе [2].

Показано, что при наличии дополнительной электроиндуцированной анизотропии широкополосная акустооптическая дифракция на сдвиговой ультразвуковой волне в гексагональных и тригональных кристаллах существенно отличается от изотропной дифракции при ее отсутствии. Установлено, что в кристаллах  $LiNbO_3$  точная коррекция угла Брэгга в широком диапазоне частотной перестройки  $\sim 700$  МГц достигается за счет изменения внешнего электрического поля; ширина полосы частотной перестройки дефлектора на основе  $ZnO$  составляет  $\sim 456$  МГц.

#### Литература

1. Кайно Г. Акустические волны. Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов, М.: Мир, 1990. 652с.
2. Волик Д. П., Раздобудько В.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 6. С. 124-128.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики, М.: Радио и связь, 1985. 280с.
4. Дьельсан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов, М.: Наука, 1982. 424с.
5. Яковкин И.Б., Петров Д.В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах, Новосибирск: Наука, 1979. 184с.

**ГИГАНТСКОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА  
НА ПОСЕРЕБРЕННОМ ПОРИСТОМ КРЕМНИИ n- И p-ТИПА ПРОВОДИМОСТИ**

<sup>1</sup>*Институт физики им. Б.И. Степанова НАНБ, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
panarin@imaph.bas-net.by*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки,  
6, 220013 Минск, Беларусь*

Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) в последнее время находит всё большее применение в аналитической химии и биологии. Главным достоинством метода ГКР является его чрезвычайно высокая чувствительность, что позволяет детектировать и исследовать соединения при предельно низких концентрациях, вплоть до одиночных молекул и клеток [1].

Актуальной задачей до сих пор является разработка ГКР-активных субстратов, которые обладали бы высокой чувствительностью, стабильностью, воспроизводимостью, и при этом были достаточно просты и дешёвы в производстве. Одним из способов приготовления систем для ГКР, удовлетворяющим указанным требованиям, является формирование наноструктурированных серебряных плёнок на поверхности пористого кремния (ПК) путём иммерсионного осаждения из водного раствора  $\text{AgNO}_3$  [2].

До настоящего времени для этих целей использовался ПК только p-типа проводимости. В данной работе мы приводим результаты исследования ГКР-активных субстратов, полученных на основе кристаллов кремния n-типа. Их использование даёт возможность получать ПК с гораздо большими пределами варьирования морфологических параметров. А поскольку свойства подложки оказывают существенное влияние на структуру осаждённой на ее поверхности плёнки серебра, то можно ожидать, что применение ПК n-типа позволит формировать серебряные пленки, обладающие высоким усилением сигнала ГКР.

Однородные слои ПК получали путем электрохимической анодизации кремниевых пластин марки КЭС-0,01 с кристаллографической ориентацией (100). Пластины пористого кремния разрезались на две части, одна из которых использовалась для определения морфологических параметров ПК, а вторая – для приготовления ГКР-активных субстратов. Последовательное изменение морфологии ПК осуществлялось путём вариации плотности тока анодизации, длительность которой выбиралась таким образом, чтобы толщина пористого слоя во всех образцах была одинаковой (5 мкм).

Формирование серебряной плёнки на поверхности ПК (Ag-ПК) производилось методом иммерсионного осаждения серебра из раствора  $\text{AgNO}_3$  по методике, предложенной в работе [2] для ПК p-типа проводимости. Эффективность усиления сигнала ГКР оценивалась по

интенсивности полосы  $1650\text{ см}^{-1}$  в спектре ГКР родамина 6G. Источником возбуждения служил непрерывный Nd:YAG лазер с диодной накачкой ( $\lambda_{\text{ex}} = 532\text{ nm}$ ).

Зависимость пористости ПК n-типа от плотности тока анодизации ( $j_a$ ) имеет сложный вид с минимумом около  $j_a = 20\text{ mA/cm}^2$ . При уменьшении  $j_a$  от  $20\text{ mA/cm}^2$  пористость существенно возрастает. Анализ микрофотографий поперечного сечения образцов ПК показывает, что пористый материал, приготовленный при таких условиях, имеет губчатую структуру. При переходе в область высоких значений  $j_a$  ( $25 - 100\text{ mA/cm}^2$ ) пористость также постепенно увеличивается. Однако микроструктура полученного таким образом ПК характеризуется вертикальными каналами пор, направленными перпендикулярно поверхности пластины кремния.

Изображения поверхности образцов ПК представлены на рисунке 1А. Концентрация пор на поверхности составляет  $3 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$  и в диапазоне  $j_a = 13 - 100\text{ mA/cm}^2$  не зависит от плотности тока. Расстояние между порами также не изменяется, в то время как, средний диаметр пор с увеличением плотности анодного тока с 13 до  $100\text{ mA/cm}^2$  возрастает от 14 до 25 нм.

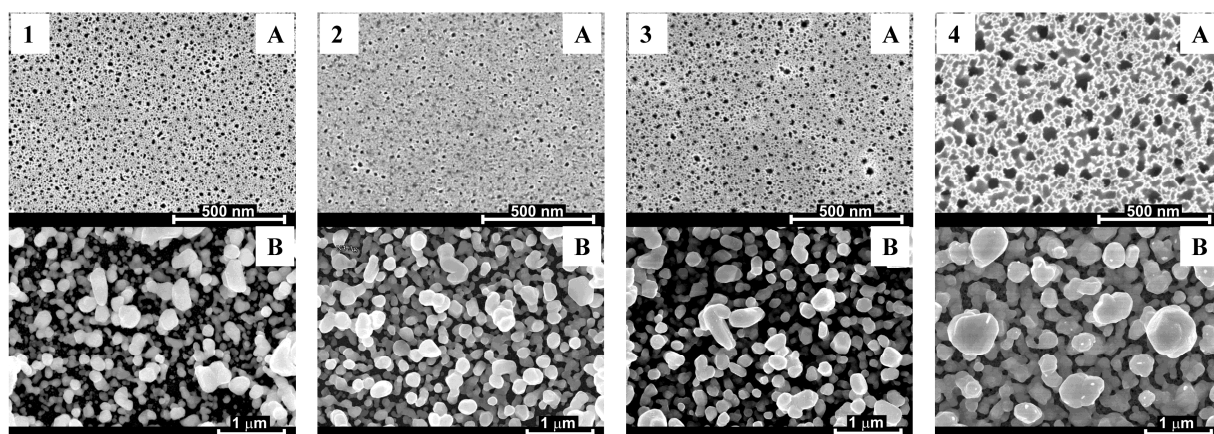


Рисунок 1. СЭМ изображения поверхностей (А) ПК приготовленного при: 1 –  $j_a = 5\text{ mA/cm}^2$ ; 2 –  $j_a = 13\text{ mA/cm}^2$ ; 3 –  $j_a = 30\text{ mA/cm}^2$ ; 4 –  $j_a = 100\text{ mA/cm}^2$  и (В) соответствующих ГКР субстратов.

На рисунке 1В представлены микрофотографии поверхностей Ag-ПК n-типа. Как видно, на поверхности всех образцов ПК имеются наночастицы серебра, объединенные в разветвлённые кластеры. Однако, микроструктура серебряных плёнок в каждом случае различна. Так, для ПК, полученного при низкой плотности тока ( $j_a < 13\text{ mA/cm}^2$ ) и имеющего губчатую структуру, имеет место большой разброс размеров серебряных частиц (от 25 до 800 нм) (см. рисунок 1 (1В)). Более того частицы удалены друг от друга, что ослабляет плазмонные эффекты в них и препятствует появлению зон с высокой напряженностью локального электромагнитного поля (так называемых «горячих точек»), которые необходимы для получения значительного усиления сигнала КР.

Серебряная плёнка, нанесенная на поверхность ПК с вертикальными каналами пор, является более однородной. В диапазоне от 20 до 40 мА/см<sup>2</sup> средний размер наночастиц составляет примерно  $110 \pm 40$  нм (см. рисунок 1 (3В)), что в соответствии с литературными данными, обеспечивает эффективное усиление сигнала КР. Хотя среднее расстояние между кластерами серебра достаточно велико и составляет 100 – 200 нм, однако промежутки между кластерами заполнены наночастицами серебра меньшего размера (~15 – 25 нм), многие из них практически находятся в контакте друг с другом. Всё это создает условия для образования «горячих точек». Таким образом, плёнки серебра, сформированные на поверхности ПК ( $j_a=20 - 40$  мА/см<sup>2</sup>), должны обеспечивать эффективное усиление сигнала КР.

С увеличением плотности тока анодизации на соответствующих образцах Ag-ПК наблюдается рост размера частиц серебра. При максимальной плотности тока (100 мА/см<sup>2</sup>) их средний размер составляет примерно 250 нм (рисунок 1 (4В)), а расстояние между ними сокращается до 70 – 120 нм. Можно ожидать, что такие субстраты будут демонстрировать среднее/слабое усиление сигнала КР.

Зависимость ГКР активности субстратов от плотности тока анодизации, использованной для приготовления исходного ПК, имеет колоколообразную форму с максимумом около 20–40 мА/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что её форма имеет сходство с инвертированной зависимостью пористости от плотности тока анодизации. Причём диапазон максимального усиления ГКР совпадает с минимумом пористости. Несмотря на такую взаимосвязь, пористость не может служить показателем активности Ag-ПК, поскольку образцы ПК, приготовленные при разных условиях анодизации, могут обладать одинаковой пористостью. Анализ полученных нами данных показывает, что микроструктура серебряной плёнки осажденной на поверхность ПК, и, следовательно, её ГКР-активность в основном определяются диаметром пор и может регулироваться путём изменения плотности тока анодизации ПК.

В рассмотренных выше экспериментах по установлению взаимосвязи морфологии исходного ПК на структуру серебряной плёнки и ГКР активность толщина пористого слоя для всех образцов была одинакова. Чтобы оценить влияние данного параметра на эффективность ГКР время анодизации изменяли с 0.5 до 11 минут при постоянной плотности тока (30 мА/см<sup>2</sup>). При таких условиях толщина пористого слоя изменялась с 1 до 20 мкм, соответственно. Оказалось, что зависимость интенсивность сигнала ГКР от толщины пористого слоя имеет колоколообразную форму с максимумом около 5 мкм. Такое поведение, скорее всего, связано с тем, что генерация электронов для восстановления ионов серебра, которая происходит вследствие окисления атомов кремния на поверхности ПК, увеличивается с ростом толщины пористого слоя. Таким образом, активность ГКР субстратов на основе ПК можно регулировать путём изменения толщины пористого слоя.



С целью получения максимального усиления сигнала ГКР, было оптимизировано время иммерсионного осаждения серебра на поверхность ПК *n*-типа. Зависимость интенсивности сигнала ГКР от времени осаждения серебра имеет колоколообразную форму с максимумом при 5 мин. Следует отметить, что для субстратов на основе ПК *n*-типа серебряная плёнка, которая обеспечивает максимальное усиление (при одинаковой концентрации нитрата серебра), формируется в два раза быстрее, чем в случае *p*-типа ПК [3]. Это противоречит результатам работы [4], где иммерсионное осаждение серебра происходило быстрее для *p*-типа пористого кремния. Возможно, разница в оптимальных временах формирования серебряных плёнок связана с отличиями морфологии для различных типов исходного ПК, например, с разной толщиной пористого слоя. В случае оптимизации времени осаждения серебра для *p*-типа ПК в работе [3] данный параметр не учитывался.

Для определения предела детектирования ГКР-активные субстраты на основе ПК *n*-типа вымачивались в растворах роданида  $\text{6G}$  с различной концентрацией. Сигнал ГКР регистрировался вплоть до концентрации 100 пМ. Следует отметить, что такой же предел детектирования наблюдался для ГКР-активных субстратов на основе ПК *p*-типа проводимости при использовании другой экспериментальной техники [3]. Однако, при одинаковых условиях усиление сигнала КР для *n*-типа Ag-ПК, примерно на порядок больше чем в случае субстратов на основе ПК *p*-типа. Таким образом, мы полагаем, что для ГКР-активных субстратов на основе *n*-типа ПК, в принципе, может быть достигнут ещё более низкий предел детектирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКПНИ “Фотоника 3.15” и БРФФИ (проект T10M-089).

В работе представлены результаты исследования ГКР-активных субстратов, полученных на основе *n*-типа ПК. Изучена зависимость морфологических параметров исходного материала от условий анодизации. Показано, что основными морфологическими параметрами ПК, определяющими микроструктуру серебряной плёнки, являются диаметр пор и толщина пористого слоя. Проведена сравнительная оценка эффективности субстратов, полученных на основе ПК *n*- и *p*-типа.

#### Литература

1. Kneipp K., Kneipp H., Itzkan I., Dasari R.R., Feld M.S. Ultrasensitive Chemical Analysis by Raman Spectroscopy // Chem. Rev. - 1999. - V. 99. - P. 2957-2975.
2. Lin H., Mock J., Smith D., Gao T., Sailor M.J. Surface-Enhanced Raman Scattering from Silver-Plated Porous Silicon // J. Phys. Chem. B. - 2004. - V. 108. - P. 11654-11659.
3. Панарин А.Ю., Чирвоный В.С., Холостов К.И., Тюрпен П.-И., Терехов С.Н. Формирование ГКР-активных структур серебра на поверхности мезопористого кремния // Ж.П.С. - 2009 - т. 76 - с. 298-306.
4. Tsuboi T., Sakka T., Ogata Y.H. Effect of Dopant Type on Immersion Plating into Porous Silicon Layer // Appl. Surf. Sci. - 1999 - V. 147 - P. 6-13.

А.В.Кухто, Э.Э.Колесник, И.Н.Кухто, А.Л.Гурский, Е.В.Луценко,  
В.Н.Павловский, Г.П.Яблонский

## **ВЛИЯНИЕ СТРОЕНИЯ МОЛЕКУЛ И СКОРОСТИ НАНЕСЕНИЯ НА ФОТОДЕГРАДАЦИЮ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛИНЕЙНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ДИФЕНИЛА**

*Институт физики им. Б.И.Степанова, просп. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь  
a.kukhta@ifanbel.bas-net.by*

**Введение.** Органические электроактивные материалы находят широкое применение в устройствах электроники и оптоэлектроники [1]. Однако, несмотря на значительные успехи, одной из основных проблем является их недостаточная стабильность, ограничивающая продолжительность эксплуатации электронных устройств. Поэтому актуальным является поиск стабильных органических соединений и условий повышения их устойчивости [2]. Хотя наиболее эффективным при такого рода исследованиях является сочетание теоретического моделирования и масс-спектроскопических измерений [3], исследование фотодеградации органических тонкопленочных образцов также позволяет пролить свет на общую устойчивость материала, а также на возможное изменение эксплуатационных характеристик устройств, находящихся в условиях облучения оптическим излучением. В настоящем докладе представлены результаты исследования фотостабильности ряда органических тонкопленочных электроактивных материалов – линейных производных бифенила близкого строения – путем регистрации их спектров и интенсивности люминесценции в зависимости от дозы возбуждающего оптического излучения и при различных скоростях нанесения пленки для ряда образцов на основе линейных производных дифенила с целью определения перспективности их применения в органических светоизлучающих диодах.

**Методика эксперимента и расчетов.** Источником возбуждения и фотооблучения служили He-Cd лазер мощностью 15 мВт, излучающий на длине волны 325 нм, и лазерный InGaN/GaN диод мощностью 9 мВт, излучающий на 380 нм. Диаметр облучаемого пятна составлял 3 мм. Мощность лазера поддерживалась постоянной и контролировалась в начале и конце облучения. Возникающее излучение люминесценции регистрировалось приблизительно под углом 30° относительно направления возбуждения с помощью спектрометра S100. Условия измерения сохранялись постоянными при всех измерениях, что позволяет сопоставить полученные результаты для различных образцов. В начале каждого измерения определялась оптическая плотность пленок, что дало возможность оценить относительную излучательную способность пленок. Исследуемые соединения синтезированы в Институте химии новых материалов НАН Беларуси. Их структурные формулы представлены на рис. 1 и 2. Тонкие пленки получены методом термовакuumного напыления на предварительно очищенные

кварцевые подложки. Быстрое напыление осуществлялось со скоростью 1 нм/с, медленное – со скоростью 0,01 нм/с. Толщина пленки измерялась с помощью кварцевого резонатора.

Расчеты молекулярной структуры проводились с использованием пакета программ Gaussian 03 [4] в рамках теории функционала плотности. Геометрия исследуемых молекул была полностью оптимизирована с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала B3LYP и набора базисных функций 6-31G(d).

**Результаты и обсуждение.** Полученные пленки были гладкими, однородными и прозрачными и не теряли своих свойств в течение хранения и исследования. Спектры поглощения (не представлены) этих соединений в растворе имеют полосы поглощения с максимумами около 230 и 345 нм. На рис. 1 представлены результаты измерения фотодеградации соединения 1 при возбуждении в коротковолновую полосу поглощения. Видно, что скорость фотодеградации зависит от скорости нанесения пленки. Фотолюминесценция медленно нанесенной пленки - монотонно убывающая, что является типичным. Излучение же быстро нанесенной пленки сначала увеличивается, затем плавно уменьшается. Спектральные измерения показали (рис. 1, б, в), что с течением времени при облучении появляется вторая полоса флуоресценции, причем для медленно сформированной пленки основная полоса флуоресценции исчезает. Это означает, что при облучении светом на воздухе структура молекулы изменяется. Ранее [5] было показано, что флуоресценция этого соединения в газовой фазе не тушится кислородом вследствие электроотрицательности атомов фтора. Облучение же в длинноволновую полосу на 380 нм не обнаружило спектральных изменений и разгорания флуоресценции, что указывает на участие высоковозбужденных состояний в процессах фотодеградации.

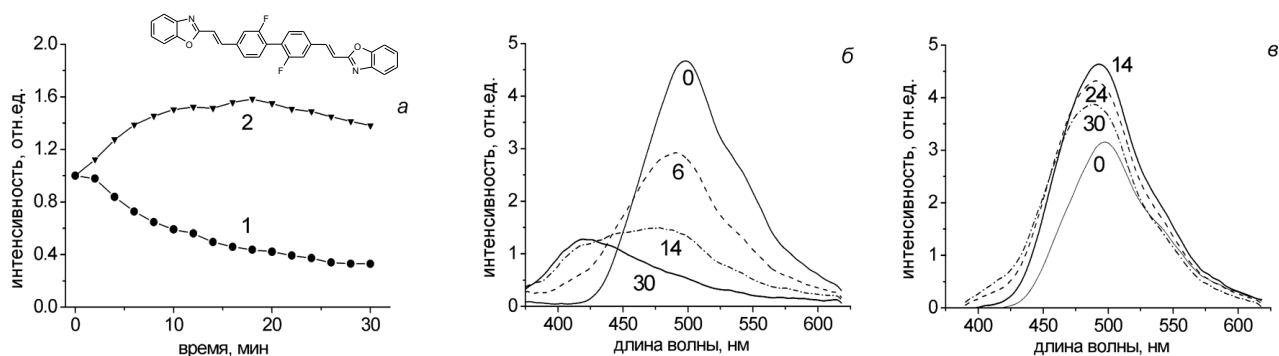


Рисунок 1 - а) Зависимость интенсивности флуоресценции от времени облучения для медленно (1) и быстронапыленных пленок (2) соединения 1 и его структура. Спектры флуоресценции соединения 1 при облучении лазером в течение различного времени (в минутах около кривых) для медленно (б) и быстронапыленных пленок (в).

На рис. 2 представлены результаты исследования фотодеградации для остальных исследуемых соединений при возбуждении в длинноволновую полосу поглощения. Легко заметить различие в скорости деградации у пленок с различной молекулярной структурой и

скоростью нанесения. Наибольшее различие обнаружено у пленок с разной скоростью напыления для соединений 3 и 4, имеющих стерические препятствия для агрегации. Для этих соединений деградация быстро напыленных пленок значительно медленнее, чем у напыленных медленно. Для соединения 5 напротив, более медленная деградация медленно напыленной пленки. Деградация исходного соединения 2 приблизительно на порядок меньше, чем для остальных исследуемых соединений и слабо зависит от скорости нанесения. Спектры флуоресценции данных соединений, возбуждаемых в длинноволновую полосу, не обнаружили существенных изменений. Исключение составляет соединение 5, спектры флуоресценции пленок которого при облучении с течением времени смещаются на 35-40 нм в длинноволновую сторону, что связано, возможно, с процессами агрегации молекул.

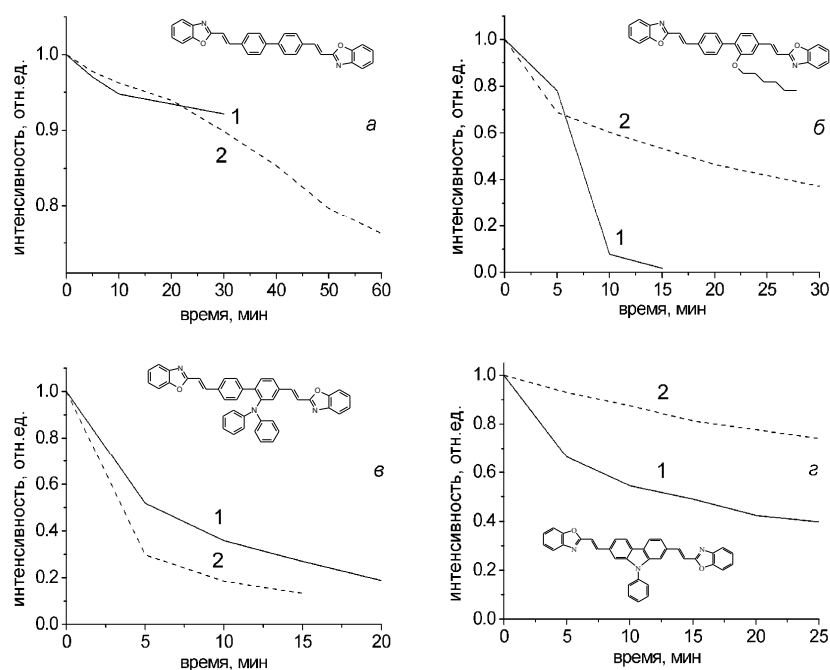


Рисунок 2 - Фотодеградация флуоресценции пленок соединения 2 (а), 3 (б), 4 (в) и 5 (г) при медленном (1) и быстром (2) напылении и структуры этих соединений.

Ранее [6] было показано, что для соединений 1 и 2 при быстром напылении образуются большие агрегаты, а при быстром – малые. Морфология же соединения 3 существенно не зависела от скорости нанесения, однако пленка этого соединения получалась более рыхлой, чем у соединения 2, в результате чего имело место значительно более интенсивное тушение флуоресценции адсорбированным кислородом [7]. Наблюдаемые изменения деградации флуоресценции можно также объяснить различной пористостью образуемых пленок. Расчеты возможных образующихся при взаимодействии структур показали, что одной из вероятных причин фотодеградации является образование пероксидов.

С морфологией пленок связана и другая определенная нами характеристика – относительный квантовый выход флуоресценции, полученный как отношение мощности регистрируемого излучения к оптической плотности пленки, представленный в таблице 1. В этом случае предполагается, что при используемой плотности мощности облучения вынужденное излучение отсутствует и излучение флуоресценции распространяется изотропно. Из таблицы 1 следует, что наибольшей излучательной способностью обладает соединение 3, несколько меньшей – соединения 1 и 2. Для всех соединений имеет место ее сильная зависимость от скорости нанесения пленки.

Таким образом, быстронапыленные пленки соединений 1-3 обладают наибольшей стабильностью и излучательной способностью и перспективны для применения в светоизлучающих устройствах.

Таблица 1 – Относительный квантовый выход флуоресценции

Напыление	соединение 1	соединение 2	соединение 3	соединение 4	соединение 5
быстрое	0,098	0,124	1	0,045	0,046
медленное	0,363	0,246	0,238	0,063	0,086

Показано, что фотодеградация тонких пленок линейных производных дифенила меньше, как правило, при быстром напылении, что связано с более рыхлой морфологией пленки. Для фторсодержащего производного дифенила может наблюдаться не только фотодеградация, но и разгорание фотолюминесценции. Природа такого явления пока не установлена. При облучении в коротковолновую полосу обнаружено изменение спектра фотолюминесценции, что может быть связано с образованием пероксидов. Показано, что наиболее фотостойким соединением является незамещенная молекула дифенила.

#### Литература

1. Кухто А.В. Электролюминесценция тонких пленок органических соединений // ЖПС. – 2003. –Т.70. –С.151 – 176.
2. Neil H., Andress G., Schmechel R. et al. Sunlight stability of organic light-emitting diodes // J.Appl.Phys. –2005. –V.97. –P.124501-4.
3. Kukhta A.V., Kukhta I.N., Zaviopulo A.N. et al. Ionization of 4,4'-di(phenylethynyl)anthracene by electron impact // Eur. J. Mass Spectrom. – 2009. – V. 15. -P. 563—570.
4. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian03, Revision D.01, Gaussian, Inc., Wallingford, CT, 2004.
5. Дудко Е.В., Калоша И.И., Кухто А.В. и др. Аномалия тушения кислородом электронно-возбужденных состояний 1,4-ди(бензоксазол-2-стирил)дифенила в парах // ЖПС. –2008. –Т.75. –С.902-905.
6. Kukhta A.V., Kukhta I.N., Kolesnik E.E. et al. Spectroscopic and morphological properties of dibenzoxazolylbiphenyl thin films // J. Fluorescence. – 2009. -V.19. – P. 989-996.
7. Kukhta A.V., Kukhta I.N., Kolesnik E.E. et al. Effect of temperature and oxygen on luminescence polarization of dibenzoxazolylbiphenyl thin films // J. Fluorescence. –2008. –V.18. – P.633-637.

УДК 621.373.826:533.9

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, П.Н. Малевич, А.М. Петренко, П.В.Чекан, А.С. Грабчиков,  
В.А.Орлович, П.В.Шпак, Г.И.Рябцев, М.В.Богданович, М.А. Щемелев

## СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ И РАЗРАБОТОК ПО ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ МИКРОДВИГАТЕЛЯМ

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
chumakov@imaph.bas-net.by*

Процесс миниатюризации космических аппаратов (КА) в последние годы заметно ускоряется. Это приводит к расширению класса проблем, для оптимального решения которых требуется малый единичный импульс тяги на уровне  $I_{ед} = (0,005 - 5,0) 10^{-3}$  Н·с [1]. Указанные значения импульса тяги практически недоступны для стационарных электрореактивных двигателей (ЭРД), что обусловлено неустойчивостью разряда при малых токах и наличием существенного послеимпульса. Поэтому необходимо проводить поиск новых типов двигателей малой тяги с минимальным весом и энергопотреблением, создающих прецизионно малый единичный импульс тяги для эффективного решения задач управления КА.

Импульсные плазменные двигатели (ИПД) [2] и лазерно-плазменные двигатели (ЛПД) [3–5] рассматриваются в качестве основной альтернативы ЭРД. Исходя из условий обеспечения компактности и высокой эффективности двигателей малой тяги, одним из основных критериев сравнения таких двигателей является удельный импульс тяги  $I_{sp}$ , характеризующий эффективность использования рабочего тела. Химические ракетные двигатели имеют  $I_{sp} \sim 500$  с, что обусловлено ограничением температуры сгорания топлива. Температура плазмы в ионных двигателях может достигать значений  $10^5$  К, которые соответствуют удельным импульсам  $I_{sp}$  в несколько тысяч секунд. Лазерное излучение (ЛИ) позволяет достигать больших мощностей в предельно малых объемах, что обеспечивает получение плазмы с температурой в сотни тысяч градусов Кельвина и удельного импульса тяги в десятки тысяч секунд [3–5].

Анализ результатов предварительных экспериментов и данных других исследователей, включая данные по лазерной обработке материалов, показал, что лучшим режимом с точки зрения эффективности преобразования энергии ЛИ в тягу, при максимально эффективном расходовании массы рабочего тела, является режим в области порога абляции материала при субнаносекундных длительностях лазерного импульса. В этом случае, при характерных для большинства материалов пороговых плотностях мощности ЛИ  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> образуется плазма, которая за время импульса не успевает перекрыть лазерный луч, что уменьшает потери энергии излучения. При таких длительностях импульса минимальны потери на отвод тепла вглубь

материала, достигаются высокие температуры и скорости разлета плазмы (до  $5,4 \cdot 10^4$  м/с и выше [6]) и, соответственно, высокий удельный импульс до 8000-10000 секунд [7].

Такие высокие плотности мощности приводят к разрушению торцов световодов и разрушению самих волокон, что не позволяет использовать предложенную выше схему напрямую. Использование волоконных лазеров с диодной накачкой [3, 4] в схеме с суммированием излучения от нескольких волокон позволяет увеличить эффективность преобразования электроэнергии в излучение до 30-70%, но приводит к необходимости усложнения и утяжеления конечной оптики в каждом канале. Более перспективна схема с транспортировкой излучения накачки по обычным волокнам от диодной матрицы к твердотельным микролазерам, расположенным в каждом лазерно-оптическом блоке ЛПД [8]. При этом активный элемент (Nd:YAG) микролазера и пассивный затвор (Cr:YAG) соединяются методом диффузионной сварки в монолитный кристаллический блок. Такая конструкция имеет существенные преимущества по сравнению со стандартным микрочип-лазером [9]. Диодная сборка обеспечивает большую мощность накачки, и, соответственно, большую выходную мощность в канале, при этом требуется только одна система охлаждения диодов, что упрощает конструкцию. Прорабатываются также варианты микролазеров с поперечной накачкой диодными лазерными линейками.

**Разработка компактной лазерной системы для ЛПД.** В рамках этой работы была разработана серия компактных лазеров с диодной накачкой на основе кристаллов Nd:YAG и Nd:YVO<sub>4</sub>, а также на эрбиевом стекле. Образцы этих лазеров были использованы для исследований эффективности лазерного воздействия на ряд материалов при нормальном и пониженном давлении воздуха [8, 10–13].

**Выбор эффективного режима и параметров лазерного воздействия.** Эффективность лазерного воздействия на материалы при нормальном и пониженном давлении воздуха существенно зависит от частоты повторения лазерных импульсов [14]. Существенного расширения возможностей управления параметрами образующейся лазерной плазмы и передаваемым ею механическим импульсом отдачи следует ожидать при использовании двух импульсов ЛИ с разными длинами волн. Нами экспериментально исследована зависимость удельного импульса отдачи от временного интервала между лазерными импульсами, излучаемыми лазерной системой на основе двух Nd:YAG - лазеров ( $\lambda_1 = 1064$  нм,  $\lambda_2 = 532$  нм,  $\tau = 20$  нс,  $q \leq 4 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>). Полученные результаты указывают на выраженную зависимость удельного импульса отдачи не только от временного интервала между лазерными импульсами с различными длинами волн, но и от порядка их следования [10]. Выполнены также исследования по выбору оптимального диапазона интенсивности лазерного излучения (Nd:YAG и Er-glass – лазеры с модулируемой добротностью,  $\lambda_1 = 1064$  нм,  $\lambda_2 = 1540$  нм) для

получения максимального удельного импульса при воздействии на различные материалы, перспективные для использования в лазерно-плазменных двигателях в качестве рабочего вещества. Экспериментально установлены оптимальные значения плотности мощности ЛИ для получения высокой эффективности генерации механических импульсов [11–13] на различных мишенях. Так, например, для углеродного композита оптимальные значения плотности мощности лазерного излучения при  $\lambda = 1064$  нм лежат в пределах от 20 до  $10^3$  МВт/см<sup>2</sup>.

**Выбор оптимальных поглощающих сред.** Количественные измерения порогов испарения и образования плазмы, порогов экранировки и удельного выноса массы были выполнены для широкого круга материалов на различных длинах волн в диапазоне 350–1540 нм [8, 11–13, 15]. Зависимость удельного выноса массы от плотности мощности лазерного излучения исследована экспериментальными и численными методами. Экспериментальные данные были получены для ряда металлов и сплавов (Al, Bi, CuZn), графита и композитов (стеклопластики и углеродные композиты, золь-гель стекла с частицами графита), облучавшихся в вакууме ( $P_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  Торр) излучением Nd:YAG лазера. Было экспериментально установлено, что зависимость удельного выноса массы от плотности мощности ЛИ характеризуется областями с преобладанием испарительного либо взрывного механизма разрушения мишени. Полученные результаты выявили преимущественно испарительный режим разрушения графита и медно-цинковых сплавов при плотностях мощности лазерного облучения 30–600 МВт/см<sup>2</sup>. Достижимый в таких условиях удельный вынос массы может обеспечить необходимый ресурс для разрабатываемых лазерно-плазменных двигателей.

**Мишени из жидкого металла и высокомолекулярных жидкостей.** Для жидкого рабочего тела можно упростить систему его подачи в зону лазерного воздействия ЛПД благодаря использованию капиллярного эффекта. Были выполнены экспериментальные исследования динамики эрозионной плазмы и состояния поверхности жидкой мишени на подложке при плотности мощности воздействующего лазерного излучения до  $2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> [15]. В качестве жидкой мишени использовались галлий и сплав галлия с индием, а также высокомолекулярные жидкости. Было установлено, что поверхность жидкой мишени полностью восстанавливается через несколько миллисекунд, а подача жидкого галлия в зону лазерного воздействия под действием капиллярных сил может обеспечиваться при частотах повторения лазерных импульсов до 1 кГц. Исследованы также возможности использования ряда вакуумных масел в качестве рабочих тел ЛПД и предложен способ увеличения их поглощающей способности на лазерных длинах волн, основанный на введении специальных поглощающих добавок с красителями и наноструктурированной фуллеренсодержащей сажей.

**Выбор оптимальной схемы лазерно-плазменного двигателя.** Выполненные исследования показали, что ограничение разлета плазмы соплом в вакууме слабо влияет на



значения импульсной тяги лазерно-плазменного двигателя, оптимальная схема которого [16–18], должна быть основана на следующих принципах:

1. Импульсно-периодическое воздействие лазерного излучения наносекундной длительности с плотностью мощности  $10^8$ – $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> на твердое или жидкое рабочее тело.
2. Создание реактивной тяги вследствие формирования приповерхностной лазерной плазмы с помощью лазеров с диодной накачкой и модулированной добротностью.

Дан анализ состояния исследований и разработок по созданию лазерно-плазменных микродвигателей космического назначения. На основании результатов лабораторных исследований обоснован выбор компактных лазерных систем и эффективных режимов лазерного воздействия, а также перспективных твердых и жидких рабочих тел для лазерно-плазменных микродвигателей. Создан прототип ЛПД со следующими характеристиками: одиночный импульс тяги  $I \sim 2 \cdot 10^{-7}$  Н·с; удельный импульс  $I_{sp} = V/g \sim 1100$  с; удельный вынос массы (углеродный композит в качестве рабочего тела)  $\Delta m/E \sim 1 \cdot 10^{-6}$  г/Дж.

#### Литература

1. Spores R.A., Cohen R.B., Segundo E.L., Birkan M. // The USAF Electric Propulsion Program. Cleveland, OH, USA. – 1997. – Paper 97–6001.
2. Antropov N.N. at al. // Applied Physics Journal. – 2002. – № 1. – P. 37–47.
3. Phipps C.R., and Luke J.R. // AIAA Journal. – 2002. – Vol.40. – No. 2. – P. 310–318.
4. Ziemer J.K. // Proc. 33<sup>rd</sup> AIAA Plasmadynamics and Laser Conf. –2002. –P. 2153.
5. Laser plasma thruster: patent 6530212 (USA) / Phipps C. R. at al., 2003.
6. Tarasenko V.F. at al. // SPIE Proc. – 2001. –Vol. 4276. – P. 99–106.
7. Phipps C.R. at al. // Int. Electric Propulsion Conference, Princeton, NJ. – 2005.
8. Любченко Ф.Н., Феденев А.В., Чумаков А.Н., Босак Н.А., Петренко А.М., Рябцев Г.И., Романов Г.С., Степанов К.Л., Станкевич Ю.А. // VII Межд. симпозиум по радиационной плазмодинамике. Сборник научных трудов. Москва. 2006. – С. 26–34.
9. Gonzales D.A. and Baker R.P. // Proc. of SPIE. – 2002. – Vol. 4760. – 4760-98.
10. Чумаков А.Н., Петренко А.М., Босак Н.А., Романов Г.С., Станкевич Ю.А., Степанов К.Л. // 2-ой белорусский космический конгресс. Материалы конгресса. Минск, 2005. – С.131-135.
11. Chumakov A.N., Bosak N.A., Petrenko A.M., Bogdanovich M.V., Yenzhyieuski A.I., Pozhidaev A.V., Shemelev M.A., Ryabtsev A.G., Ryabtsev G.I., Stankevich Yu.A. // SPIE Proc. – 2007. –Vol. 6735, 673510.
12. А.Н. Чумаков, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович, П.В. Шпак, Н.А. Босак, А.М. Петренко, П.В. Чекан, П.Н. Малевич // 7-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» 1-5 июня 2009, Минск, Беларусь. Сб. статей. С. 124–128.
13. Чумаков А.Н., Босак Н.А., Малевич П.Н., Петренко А.М., Чекан П.В., Грабчиков А.С., Орлович В.А., П.В. Шпак, Рябцев Г.И., Богданович М.В., Щемелев М.А. IV Белорусский космический конгресс // Материалы конгресса (27-29 октября 2009). – Минск: ОИПИ НАН Беларуси, 2009. – Т. 1. – С. 131–135.
14. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. // Квант. электроника. – 1990. – Т.17. – С.1480-1484.
15. Любченко Ф.Н., Феденев А.В., Босак Н.А., Чумаков А.Н., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Космонавтика и ракетостроение. – 2009. – №3 (56). – С. 62–74.
16. Лазерно-плазменный двигатель: патент 3704 (BY) / Чумаков А.Н. и др., 2007.
17. Лазерно-плазменный двигатель: патент 2338918 (RU) / Чумаков А.Н. и др., 2008.
18. Устройство для прецизионных перемещений: патент № 2395155 / Петренко А.М., 2010.

УДК 533.9.082; 533.924; 621.373.8

Е.С. Воропай<sup>1</sup>, К.Ф.Ермалицкая<sup>1</sup>, Е.П. Барадынцева<sup>2</sup>, Т.П. Куренкова<sup>2</sup>,  
Т.Ю. Труханович<sup>2</sup>, А.П. Зажогин<sup>1</sup>

## **АНАЛИЗ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ В КОРДОВОЙ СТАЛИ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СПЕКТРОВ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

<sup>1</sup>*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск,  
проспект Независимости, 4,*

*zajogin\_an@mail.ru*

<sup>2</sup>*РУП «Белорусский металлургический завод», Беларусь 247210, г. Жлобин,  
ул. Промышленная 37*

Стали являются одним из самых распространенных конструкционных сплавов в промышленности. Несмотря на большой прогресс в технике спектрального анализа многокомпонентных сплавов в последние десятилетия, до сих пор не разработаны методы позволяющие проводить количественный анализ структурных неоднородностей, образующихся при кристаллизации стали. Размеры неоднородностей, как правило, не превышают нескольких десятков микрометров. Стандартные источники испарения вещества образца и возбуждения спектров, такие как электрические разряды (дуга, искра и т.д.), не обладают возможностью локального отбора пробы. Предпочтительным источником возбуждения спектра для анализа структурных неоднородностей является сфокусированное лазерное излучение [1]. Помимо минимальной степени повреждения поверхности при анализе к преимуществам лазерной спектроскопии относится отсутствие необходимости предварительной механической и химической обработки поверхности образца.

Одним из наиболее перспективных методов лазерной спектроскопии является использования для возбуждения спектров сдвоенных лазерных импульсов с микросекундными межимпульсными интервалами. Под воздействием первого импульса испаряется вещество образца, образуется плазма. При распространении плазма охлаждается, и атомы и ионы объединяются в жидкие капли и конденсированные частицы. Второй лазерный, сдвинутый относительно первого на время  $\Delta t$ , взаимодействует не только с поверхностью мишени, но и с каплями и частицами в приповерхностной области. Таким образом, использование сдвоенных лазерных импульсов позволяет увеличить регистрируемую интенсивность спектральных линий элементов по сравнению с одиночными лазерными импульсами [2].

Сталь для производства металлокорда традиционно относят к классу так называемых чистых сталей, производство которых требует самых современных технологических процессов [3]. Требования к химическим, металлографическим и механическим характеристикам катанки для производства металлокорда, предъявляемые производителями корда, очень жестко регламентированы. Это связано с тем, что эксплуатационные свойства корда в значительной мере определяются величиной усталостной прочности и разрывным усилием. Эти

характеристики проволоки в значительной мере зависят от металлургической чистоты кордовой стали по газам, вредным примесям и неметаллическим включениям (НВ). Частота обрыва корда при волочении и свивке находится в прямой зависимости от предела прочности стали на разрыв. До 80% обрывов проволоки при производстве корда связано с наличием недеформируемых оксидных включений. Обрывы происходят преимущественно при свивке металлокорда, когда к проволоке прикладываются изгибающие и крутящие нагрузки. При этом наиболее негативное влияние на свойства металла оказывают недеформируемые оксидные включения, поскольку вокруг них возникают наиболее сильные деформационные поля, приводящие к росту трещин и полостей [3].

Химический и фазовый состав включений, их размер и характер распределения в матрице в значительной мере определяются способом раскисления и внепечной обработки металла. Металлургическая операция связывания кислорода для улучшения свойств металла и получения высокого качества изделий может оказаться причиной возникновения ряда дефектов вызываемых конечными продуктами раскисления. Конечное содержание кислорода в металле, состав и морфология НВ и форма кривой размерных распределений определяются применяемыми раскислителями, их составом, количеством, последовательностью и способом ввода в расплав.

Согласно [3], концентрация алюминия, растворенного в расплаве, в значительной степени определяет содержание  $Al_2O_3$  в НВ. Экспериментально установлено, что содержанию 0,0004-0,0006% растворенного алюминия в жидкой стали соответствует предельное содержание  $Al_2O_3$  в деформируемых НВ, что весьма сложно контролировать химическими методами.

Многие вопросы, возникающие при создании оптимальных условий для проведения исследований поверхности сплавов и одновременного экспресс-анализа удаляемых и остающихся элементов с поверхности могут быть эффективно решены при использовании лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1 [4, 5]. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (до 80 мДж), так и временного интервала между сдвоенными импульсами (0-100 мкс) излучения. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж, на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов  $\approx 15$  нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

Динамика распределения алюминия и кальция в НВ исследовалась при воздействии сфокусированных сдвоенных лазерных импульсов ( $\lambda = 1,064$  мкм,  $q \approx 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>) на образцы катанки кордовой стали 75К от временной задержки между импульсами в интервале 1-20 мкс. Размер пятна повреждения  $\approx 50$  мкм.

Исследована динамика поступления Al и Ca при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на точку с включением НВ и рядом. Установлено, что воздействие на образец второго импульса с задержкой 1-10 мкс, приводит к существенному увеличению поступления вещества в плазму. При задержке 20 мкс интенсивность плазмообразования уменьшается примерно в 3-4 раза. В этих условия НВ испаряется значительно медленнее и можно детальнее изучить распределение элементов по глубине и плоскости, что в принципе дает возможность определить и форму включения.

В результате исследований установлено, что при изменении плотности мощности падающего излучения изменением энергии накачки (энергия накачки 10-15 Дж, энергия излучения 20-80 мДж) скорость испарения алюминия и кальция постепенно возрастает, в то время как при изменении пятна фокусировки наблюдается периодичность, зависящая от энергии падающего излучения.

Основные эксперименты проводились при использовании режима сдвоенных лазерных импульсов и временной задержке между импульсами 20 мкс. В качестве примера на рисунке 1 приведены динамика изменения интенсивности линий Al (396,153 нм) и Ca II (393,367 нм) в последовательных импульсах для одной из точек НВ и рядом с ней.

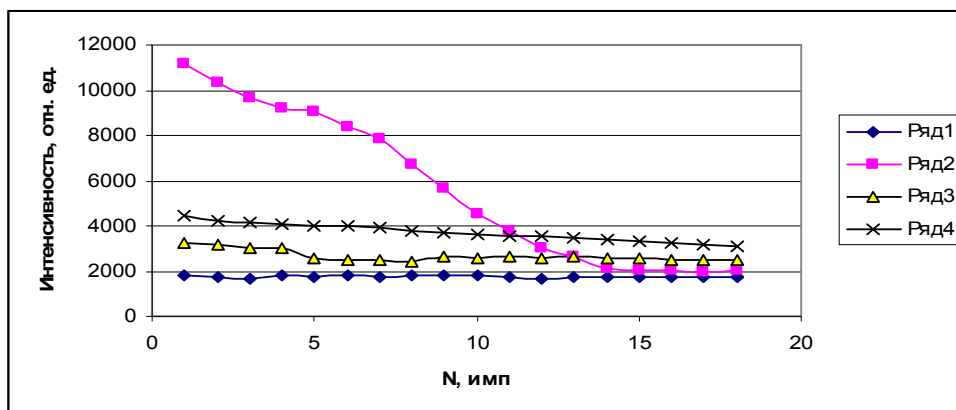


Рис. 1. Динамика изменения интенсивности линий Al (396,153 нм) и Ca II (393,367 нм) в последовательных импульсах для одной из точек НВ (ряд 2 и ряд 4) и рядом с ней (ряд 1 и ряд 3).

Интенсивность линий Ca на чистом месте чуть меньше, чем на точке НВ. По мере увеличения числа последовательных импульсов интенсивность линий на чистом месте сначала

незначительно падает, а затем остается примерно одинаковой. Для точки НВ интенсивность постепенно уменьшается, приближаясь к интенсивности для чистого места.

Интенсивность линий Al в точке НВ значительно, для первых импульсов примерно в 6 раз, превышает интенсивность на чистом месте. По мере увеличения количества лазерных импульсов интенсивность быстро падает, приближаясь к интенсивности линий для чистого места.

Согласно проведенным исследованиям большинство исследованных включений (10) можно отнести к шлаковым включениям, близким к печному шлаку состава  $\text{CaO-SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3$ .

Результаты экспериментов по сравнительному анализу содержания Al и Ca в чистых местах и в точках неметаллических включений методом лазерного атомно-эмиссионного спектрального анализа с использованием сдвоенных лазерных импульсов показали перспективность использования этого метода для анализа микродефектов в сталях.

#### Литература

1. Sturm V., Vrenegor J., Noll R., Hemmerlin M. // J. Anal. At. Spectrom. -2004. – V.19. – P. 451-459.
2. Colao F., Lazic V., Fantoni R., Pershin S. // Spectrochim. Acta Part B. – 2002. – V.57. – P. 1167 -1176.
3. Григорович К.В. //Бюллетень «Черная металлургия» - 2006. - №10. - С. 63-68.
4. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск. – 1990.
5. Зажогин А.П., Фадаиян А.Р. // Вестник БГУ. Серия 1. – 2008. - №3. – С.15-18.

УДК 533.9.082; 533.924;621.373.8

Е.С. Воропай<sup>1</sup>, К.Ф.Ермалицкая<sup>1</sup>, Е.П. Барадынцева<sup>2</sup>, Т.П. Куренкова<sup>2</sup>,  
Т.Ю. Труханович<sup>2</sup>, А.П. Зажогин<sup>1</sup>

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ  
ЛАТУНИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СТАЛЕЙ ПРИ ОБРАБОТКЕ  
ИХ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

<sup>1</sup>*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск,  
проспект Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

<sup>2</sup>*РУП «Белорусский металлургический завод», Беларусь 247210, г. Жлобин,  
ул. Промышленная 37*

Быстрое развитие лазерных технологий в последние десятилетия стимулировало развитие различных методов модификации поверхности твердых тел под воздействием мощного оптического излучения. Так, лазеры применяются для сверления микроотверстий, резки металлов, управляемого термораскалывания, напыления защитных покрытий [1]. Одним из перспективных направлений развития лазерной микрообработки поверхности – это модификация свойств поверхности [2]. Изменяя содержание элементов в поверхностном слое по сравнению с массивным образцом без использования дополнительных материалов, можно улучшить коррозионную стойкость, прочность, адгезионную способность и другие технические характеристики изделия.

Использование лазерного излучения для модификации свойств поверхности позволяет одновременно проводить и спектральный контроль данных процессов. Модификация поверхностных свойств многокомпонентных сплавов обусловлена спецификой взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью твердых тел. Так при плотности потока излучения  $q=10^9-10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> вещество на поверхности образца в области лазерного пятна находится в виде перегретой жидкости. После воздействия мощного лазерного излучения на многокомпонентные сплавы из-за различных коэффициентов теплопроводности и диффузии компонентов концентрация элементов в приповерхностном слое может значительно отличаться от их содержания в массивном образце [3, 4].

Воздействие концентрированных потоков энергии на сплавы на основе меди имеет не только чисто научный интерес, но и большой практический интерес с точки зрения модификации поверхностных свойств изделий из этих широко используемых в промышленности сплавов. Объектом исследования являлись образцы наиболее широко используемых в промышленности латунных сплавов типа ЛС 59, с концентрацией меди– 58,7% и цинка – 37,8%. Выбор данного типа латуни обусловлен ее широким применением в технике при производстве металло резиновых технических изделий.

Многие вопросы, возникающие при исследовании физико-химических свойств поверхности сплавов и одновременного экспресс-анализа удаляемых и остающихся элементов с поверхности могут быть эффективно решены при использовании лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (до 80 мДж), так и временного сдвига между сдвоенными импульсами (0-100 мкс) излучения. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов  $\approx 15$  нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Свечение плазмы собиралось с помощью аналогичного конденсора на передние поверхности двух кварцевых волокон диаметром 200 мкм и направлялось на входные щели двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС-линеек TCD 1304 AP (3648 пикселей). Запуск системы регистрации спектра осуществлялось синхронно с приходом второго импульса. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

В ходе эксперимента исследовалось изменение отношения интенсивностей спектральных атомных линий меди ( $\lambda=324,754$  нм) и цинка ( $\lambda=334,55$  нм) в зависимости от энергии лазерных импульсов и межимпульсного интервала между ними (рис. 1). Для сравнения на рисунках пунктирной линией обозначено отношение концентраций Cu и Zn в исходном образце. При энергии лазерного импульса 15 мДж в лазерной плазме содержится почти в 2 раза больше цинка, чем меди. Это означает, что в поверхностном слое латуни значительно снижается содержание цинка. Приведенные данные свидетельствуют о том, что параметры лазерного импульса оказывают сильное влияние на поступление компонентов латуни в эрозионную плазму. Однозначное соответствие между концентрацией меди и цинка в облучаемом образце и их содержанием в плазме имеет место при одновременном воздействии на образец двух лазерных импульсов с энергией 30 мДж.

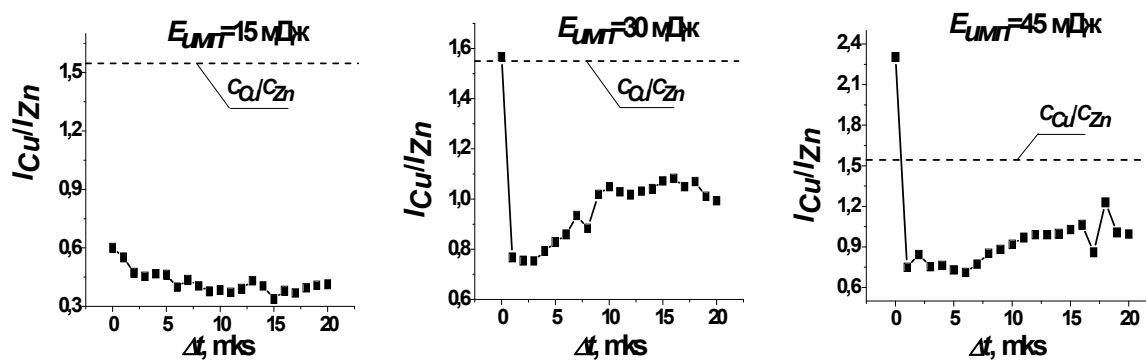


Рис. 1. Зависимость отношения интенсивностей спектральных линий меди к цинку от межимпульсного интервала и энергии лазерного импульса

При энергии лазерного импульса 45 мДж ( $\Delta t = 0$  мкс) в плазму поступает преимущественно медь, что приводит к формированию на поверхности латуни слоя с повышенным содержанием цинка.

Наблюдающиеся различия между содержанием компонентов латуни в массивном образце, эрозионной плазме и облученном лазером поверхностном слое обусловлены различиями физических свойств (температура плавления, теплота плавления, теплопроводность, теплоемкость и др.) меди и цинка.

В ряде работ, посвященных влиянию лазерной эрозии одиночными импульсами поверхностного слоя твердого образца на концентрацию элементов, подчеркивается тот факт, что существенные изменения в содержании компонентов имеют место при 3–4-кратном повторном воздействии на одну и ту же точку [4]. Для исследования изменения взаимного содержания меди и цинка в эрозионной плазме и поверхностном слое от числа импульсов в точку рассмотрена динамика отношения интенсивностей указанных выше спектральных линий Cu и Zn при различных межимпульсных интервалах (рис. 2). Как видно из приведенных экспериментальных результатов по мере увеличения количества снятых путем эрозии слоев концентрация меди и цинка существенно зависит от интервала между сдвоенными лазерными импульсами. Обращает на себя внимание то, что при нулевом интервале между импульсами с каждым снятым слоем соотношения между концентрациями меди и цинка меняется хаотическим образом.



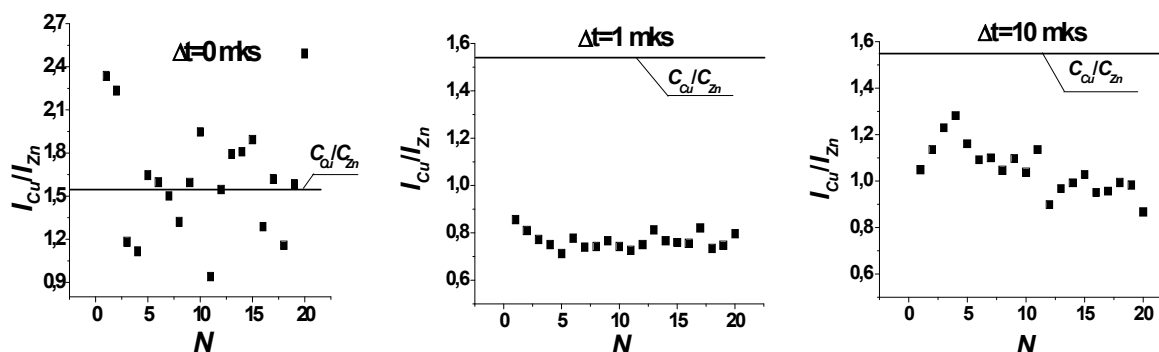


Рис. 2. Динамика отношения интенсивностей спектральных линий меди и цинка при энергии лазерных импульсов 30 мДж при последовательном воздействии  $N$  импульсов излучения.

Воздействие на поверхность двоекных лазерных импульсов с микросекундным интервалом позволяет сформировать более менее однородный поверхностный слой, глубина которого определяется число импульсов в точке. Дальнейшее увеличение межимпульсного интервала приводит к формированию неоднородного поверхностного слоя: содержание цинка снижается с глубиной. Возможность варьирования параметров излучения, таких как энергия импульсов и межимпульсный интервал, дает возможность управлять процессами формирования химического состава модифицированного слоя. Причем, существует возможность формировать покрытие, как с повышенным содержанием меди, так и с высокой концентрацией цинка приближая ее к оптимальной по адгезионной способности резин к металлу.

Выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности твердого тела при воздействии на нее двух последовательных мощных лазерных импульсов, показали перспективность использования их для модификации поверхности латунных сплавов, приближая ее к оптимальной для адгезии резин к металлу, а также с возможностью одновременного определения содержания удаляемых элементов с хорошей чувствительностью.

#### Литература

1. Вейко В.П.. Лазерная микрообработка. Спб.: ИТМО (2005).
2. Борискин А.И., Еременко В.М. //ЖТФ. – 2004. – Т.74, вып. 6. 109-112.
3. Воропай Е.С., Ермалицкая К.Ф. //Вестник БГУ. Сер. 1.- 2008. - №3. - С. 31-35.
4. Борискин А.И., Еременко В.М. //ЖТФ. – 2006. – Т.76, вып. 6. – С.109-115.
5. Шмурак И.Л. Шинный корд и технология его обработки. – Москва. - 2007.

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ  
ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ СОДЕРЖАЩИХ ЩЕЛОЧНЫЕ  
МЕТАЛЛЫ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИХ МОЩНЫМИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ  
ИМПУЛЬСАМИ В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА**

*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск, пр-т Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

Широко используемые в промышленности дюралюминиевые сплавы обладают высокой механической прочностью, но низкой коррозионной стойкостью. Коррозионную стойкость дюралюминия повышают плакированием его чистым алюминием.

Практически с самого момента появления мощных импульсных лазеров они оказались в центре внимания исследователей как источник высокоэнергетического излучения, при взаимодействии которого с поверхностью вещества возможно локальное испарение и одновременный анализ состава образовавшихся паров. Лазерное излучение можно эффективно сфокусировать на любой точке поверхности твердого тела, что позволяет получать информацию о пространственном распределении элементов, а также проводить и модификацию поверхности за счет избирательного испарения той или иной компоненты сплава.

Так, например, при формировании интегральных микросхем в приборостроении необходимо создание электроизоляционных слоев на поверхности алюминиевых подложек, что может достигаться при анодировании и микродуговом оксидировании. Однако существующие технологии анодной, микродуговой и химической обработки поверхности конструкционных материалов используются в основном для обработки технически чистого алюминия. Эти технологии не обеспечивают требуемых функциональных свойств оксидных покрытий на ряде сплавов алюминия (АМц, Д16), содержащих легирующие компоненты и наиболее часто применяемых в современных технологиях [1].

В данной работе изучались процессы модификации поверхности алюминиевых сплавов, содержащих в своем составе легкоплавкие и легкоиспаряемые элементы (Na с концентрацией  $2 \cdot 10^{-4}\%$ ) под воздействием мощных сдвоенных лазерных импульсов.

Многие вопросы, возникающие при создании оптимальных условий для проведения исследований эрозии и модификации поверхности сплавов и одновременного экспресс-анализа удаляемых и остающихся элементов с поверхности могут быть эффективно решены при использовании лазерного многоканального атомно-эмиссионного спектрометра LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель

LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (до 80 мДж), так и временного интервала между сдвоенными импульсами (0-100 мкс) излучения. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж, на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов  $\approx 15$  нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

В качестве примера на рисунке 1 приведены зависимости интенсивности линий натрия и алюминия (как стандарта) от числа импульсов при различной энергии импульсов излучения (42 мДж на рис. 1а и 52 мДж на рис. 1б) при содержании  $\text{Na } 2 \cdot 10^{-4}\%$  в алюминиевом сплаве, а на рис. 2 - для кальция.

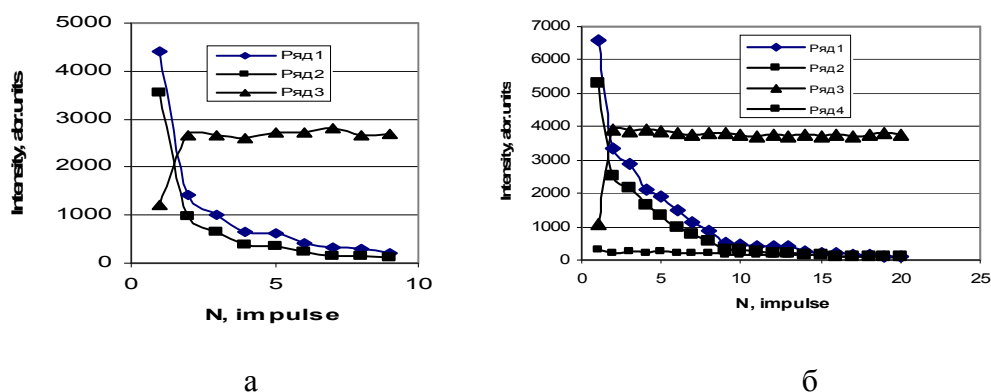


Рис. 1. Зависимость интенсивности линий натрия  $\text{Na I } (\lambda = 588,95 \text{ нм} - \text{ряд } 1)$ ,  $\text{Na I } (\lambda = 589,59 \text{ нм} - \text{ряд } 2)$ ,  $\text{Al III } (\lambda = 569,65 \text{ нм} - \text{ряд } 3)$  от номера импульса для временного интервала между импульсами 130-136 мкс и  $\text{Na I } (\lambda = 588,95 \text{ нм} - \text{ряд } 4)$  интервал 130-130 мкс при энергиях импульсов 42 мДж (а) и 52 мДж (б).

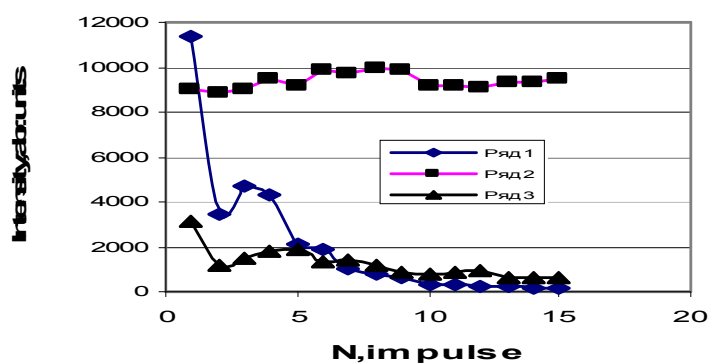


Рис. 2. Зависимость интенсивности линий кальция  $\text{Ca II } (\lambda = 393,3 \text{ нм} - \text{ряд } 1)$ ,  $\text{Al I } (\lambda = 309,29 \text{ нм} - \text{ряд } 2)$  для временного интервала между импульсами 130-139 мкс и  $\text{Ca II } (\lambda = 393,3 \text{ нм} - \text{ряд } 3)$  интервал 130-130 мкс при энергиях импульсов 42 мДж от номера импульса.

В результате исследований установлено, что при изменении плотности мощности падающего излучения изменением энергии накачки (энергия накачки 10-15 Дж, энергия излучения 20-80 мДж) скорость испарения натрия и кальция постепенно возрастает, в то время как при изменении пятна фокусировки наблюдается периодичность, зависящая от энергии падающего излучения. При использовании режима сдвоенных лазерных импульсов (временная задержка между импульсами от 0 до 100 мкс) результирующая картина плазмообразования и формирования поверхности еще более усложняется. Так для Са наблюдается определенная периодичность в выходе, в то время как натрий испаряется с поверхности практически полностью при воздействии первых трех-пяти импульсов.

Полученные результаты можно объяснить на качественном уровне следующим образом.

Возможность поглощения лазерного излучения существенно зависит от состояния облучаемой поверхности. Для алюминиевых сплавов, даже при идеально чистой и полированной до зеркальной блеска поверхности, всегда имеются факторы связанные с неоднородностью самого сплава, наличием на ней различных химических соединений, обладающих отличающимися коэффициентами поглощения. Так, к примеру, коэффициент поглощения для  $Al_2O_3$  на порядок больше чем для металла. Типичные размеры островков окислов алюминия на поверхности 1-10 мкм. При наличии различных легирующих элементов в алюминиевых сплавах появляются более крупные частицы второй фазы. Микроструктура образцов алюминиевых сплавов типа Д16, АЛ содержат включения второй фазы состава  $Al_3Mg_2$ ,  $CuAl_2$ ,  $Mg_2Si$ . Эти частицы, внедренные в матрицу, имеют размеры порядка микрометров или даже нескольких десятков мкм, что в принципе сопоставимо с размером точки фокусировки. Размеры, состав и плотность распределения частиц второй фазы на поверхности определяют оптическое поглощение падающего излучения, которое из-за различия коэффициентов отражения и поглощения становится неоднородным.

Исследования показали, что чем выше плотность распределения по поверхности частиц второй фазы, тем при более низких интенсивностях возникает плазма. Вблизи поверхности сплавов, содержащих в качестве компонентов легкоплавкие металлы, имеющие относительно низкие температуры кипения Na, Li, Zn, пробой эрозионного факела металлических атомарных паров происходит при небольшом превышении интенсивности лазерного излучения значением, необходимым для образования факела. При изменении пятна площади фокусировки количество микродефектов, к которым можно отнести и микрокристаллы зародышей кремния окруженные натрием, изменяется. При начальном пятне размером примерно 50 мкм количество таких микродефектов невелико. При увеличении пятна фокусировки в область облучения попадает все увеличивающееся число микродефектов и порог пробоя воздуха у поверхности образца значительно понижается. На реальной поверхности всегда имеется совокупность дефектов, и в

связи с чем, при конкретной форме лазерного импульса, имеющего определенную длительность и крутизну переднего фронта, всегда найдется дефект или группа дефектов, обеспечивающие получение затравочных центров кипения и испарения. При использовании режима сдвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, нанокластеров, фракталов, образовавшихся при воздействии на поверхность объекта излучения первого импульса, вторым импульсом излучения.

Дополнительными, а вероятно и одними из основных, механизмами повышения концентрации Na, Li и других легкоплавких компонент сплава в плазме и соответственно уменьшением его на поверхности могут быть ударные и тепловые волны, связанные с формированием пробоя в пылевой (металлической) атмосфере, которые будут воздействовать на поверхность образца в месте облучения, приводя к дополнительному нагреванию его при сжатии. Даже при небольшом увеличении температуры (на 50-100 °С) натрий, литий легко испаряются с поверхности с несколько большей глубиной, чем при воздействии только света.

Исследование процессов эрозии и модификации поверхности натрия содержащих алюминиевых сплавов показало, что обеднение поверхности натрием при воздействии сдвоенных лазерных импульсов весьма существенно. Природа подобных процессов связана как с отличием физических свойств элементов, входящих в сложный по микроструктуре и составу образец, так взаимным воздействием сдвоенных лазерных импульсов на поверхность.

Следует отметить, что если воздействие сдвоенных лазерных импульсов позволяет уменьшить поверхностную концентрацию легкоплавких элементов и повысить чистоту поверхностного слоя, то воздействие других мощных пучков в большинстве случаев действует в обратном направлении. Так при модификации поверхностных слоев сплава Д16 сильноточным релятивистским пучком электронов микросекундной длительности с плотностью мощности  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup> установлено существенное увеличение концентрации легкоплавких элементов (Na, Ca, Li и т.д) в поверхностном слое почти в четыре раза [2].

Исследован процесс формирования приповерхностной плазмы при воздействии мощных сдвоенных лазерных импульсов ( $(0,5-1) \cdot 10^{10}$  Вт.см<sup>-2</sup>) на поверхность алюминиевых сплавов содержащих примесные микродобавки. Установлено, что при использовании режима сдвоенных лазерных импульсов калий и натрий испаряются с поверхности практически полностью за несколько импульсов. Наиболее полно они испаряются с поверхности при временном интервале 8 мкс.

#### Литература

1. Чуфистов О.Е., Симцов В.В., Якушев Д.А.// Научная сессия МИФИ-2001. Сб. научных трудов. В 14 частях. Ч.9. М.: МИФИ. - 2001 – С. 40.
2. Уваров В.В., Клепиков В.Ф., Литвиенко В.В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. - 2003 - №6 - С.120.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРВОГО ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕССОВ ПРОБИВКИ МЕТАЛЛОВ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск,  
проспект Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

Роль образующейся лазерной плазмы при импульсной лазерной абляции металлов является определяющей с точки зрения достижения эффективности их обработки. Несмотря на обилие результатов, есть еще и не достаточно освещенные вопросы. Одним из них является вопрос: как влияет микросекундное время задержки между сдвоенными лазерными импульсами (высокая частота повторения импульсов) на эффективность формирования отверстий в твердом теле.

При проведении экспериментов использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов  $\approx 15$  нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться от 0 до 100 мкс с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

Динамика развития пробоя отверстий исследовалась методом многоканальной атомно-эмиссионной спектроскопии при воздействии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на чистый металл алюминий (толщина 60 мкм) и алюминиевый сплав Д16Т (толщина 1 мм) от энергии (20-60 мДж) и временного интервала между сдвоенными импульсами в атмосфере воздуха.

Количество импульсов, соответствующих пробую отверстия, позволяет определить среднюю линейную скорость абляции для образца Д16Т данной толщины (1 мм). Средние линейные скорости абляции для задержек в интервале 0-11 мкс представлены на рис. 1. Следует отметить, что при нулевой задержке между импульсами и энергии накачки 15 Дж (энергия импульса излучения  $\approx 54$  мДж) необходимое количество импульсов для пробоя образцов превышает несколько тысяч, что хорошо коррелирует с результатами работ [1-4].

Наличие резкого временного порога скорости абляции указывает на то, что причину наблюдаемых явлений необходимо искать в особенностях плазмообразования внутри образующегося достаточно глубокого канала. Картина плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий сдвоенными импульсами, что вызывается накоплением аблированных микрочастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей.

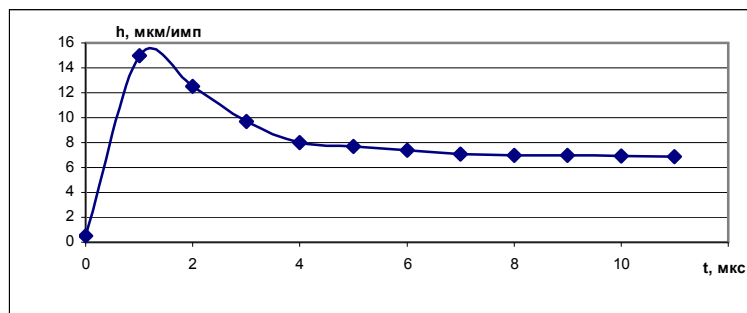


Рис. 1. Зависимость средней линейной скорости абляции образца дюралюминия Д16Т от времени задержки между первым и вторым импульсом

При этом воздействие последующего импульса, следующего через небольшой интервал времени, приводит к низкопороговому оптическому пробое воздуха, насыщенного микрочастицами металла, и появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Одним из них является обычный факел лазерной плазмы на аблируемой поверхности и затем на дне формируемого отверстия, а другим – плазменно-пылевое облако, также возникающее на оси лазерного пучка, но отстоящее от поверхности на определенное расстояние. В этом случае появление плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит с одной стороны к дополнительной экранировке, а с другой, по видимому более важной, к созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Последний эффект обуславливает увеличение скорости пробивки по сравнению с одиночными или редко повторяющимися импульсами. Так, к примеру, в работе [3] скорость пробивки менее 1 мкм/импульс при сравнимых плотностях мощности одиночного импульса в режиме редко повторяющихся импульсов, что примерно на порядок меньше ( $\approx 10$  мкм/импульс) для высокой частоты повторения (10-200 кГц).

Подтверждением указанного механизма может служить и тот факт, что при увеличении задержки между импульсами скорость пробивки отверстия уменьшается. Результаты этих экспериментов позволяют полуколичественно определить среднее время существования и средний размер микрочастиц металла, образующихся в воздушной среде в канале.

Высокая скорость и точность обработки легко достигается в том случае когда параметры импульсов подобраны так, чтобы каждый импульс испарял материал с минимальным количеством расплава. Это может быть выполнено, если режим одномерного испарения устанавливается в течение действия каждого импульса. Если, кроме того, в течение интервала между импульсами  $\tau_m$  испаряемая поверхность остынет до точки кристаллизации, то минимальное количество жидкости будет удалено со дна кратера. Время  $\tau_m$  должно быть достаточным для вылета паров из отверстия, что зависит от текущей глубины  $h$  отверстия и от

скорости паров  $V_{\text{паров}}$ . Расчет показывает, что при  $V_{\text{паров}} \approx 1$  км/с и  $h=1$  мм должно выполняться условие:

$$\tau_m > h/V_{\text{паров}} = 0,1 \text{ см}/10^5 \text{ см}\cdot\text{с}^{-1} = 1 \text{ мкс}.$$

Полученная величина хорошо согласуется с нашими результатами, а именно: без задержки скорость пробоя очень мала, а при больших задержках пары улетают от дна кратера значительно дальше и эффект воздействия второго импульса ослабляется.

Во время обработки результатов по пробивке отверстий в сплаве Д16Т было замечено, что ряд отверстий на выходе имеют сколы. Большая часть отверстий не имела видимых следов скола, отверстие заканчивалось следами выброса расплавленного металла.

Для оценки возможных причин образования сколов нами были поставлены эксперименты по пробивке отверстий в чистой алюминиевой фольге. Динамика развития формирования формы отверстий исследовалась с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 при воздействии 2 сдвоенных лазерных импульсов ( $\lambda = 1,06$  мкм) на образцы чистого алюминия толщиной 60 мкм в воздухе от временной задержки между импульсами в интервале 0-15 мкс и изменения энергии импульсов от 10 до 60 мДж (изменение энергии накачки 10-16 Дж). На рис. 2 приведен ряд фотографий типичных видов кратеров, полученных при увеличении 500 раз.

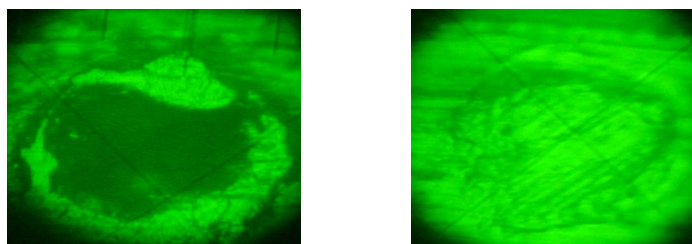


Рис. 2. Фотографии кратеров на поверхности алюминиевой фольги после воздействия сдвоенных лазерных импульсов.

Изученные параметры кратеров приведены на рис. 3. На рисунке 3 величина  $H_0$  – толщина фольги,  $H_1$  - глубина кратера,  $H_2$  - высота конуса на тыльной поверхности,  $H$  толщина фольги после обработка поверхности. Во время выполнения экспериментов установлено, что в зависимости от временного интервале между импульсами и их энергии ряд точек имеют изгиб с противоположной стороны мишени ( $H_2$ ), а ряд точек пробивается насквозь (в таблицах обозначены через X), если нет изгиба на тыльной стороне образца обозначено через Y.

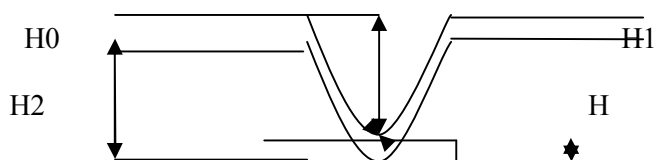


Рис. 3. Параметры отверстий  $H=(H_0+H_2)-H_1$



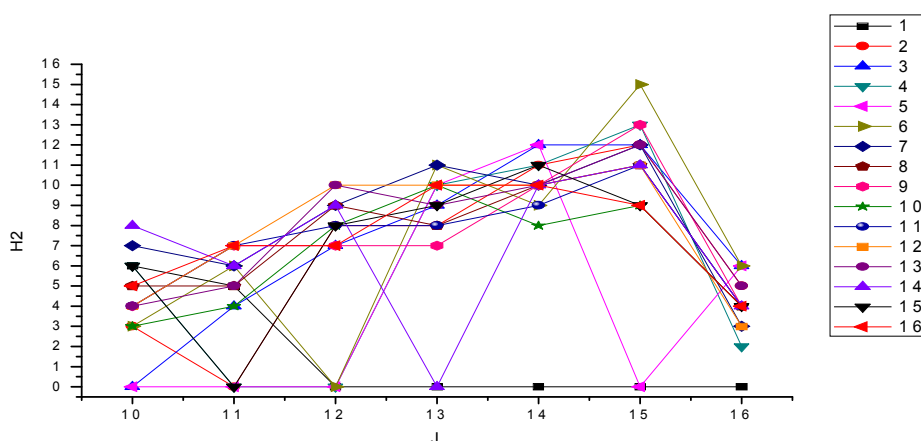


Рис.4. Величина выдавленной части металла H2 (в мкм) с тыльной стороны образца от энергии накачки для разных временных интервалов между импульсами (1 в правой таблице соответствует 0 мкс и далее через 1 мкс).

Исследована динамика формирования глубины отверстия (H1), величины выдавливания металла с тыльной стороны образца (H2) и толщина оставшейся части (H) при воздействии 2 сдвоенных лазерных импульсов на точку. В качестве примера влияния давления образующейся абляционной плазмы на формирование отверстий на рис.4 приведены результаты величины выдавливания металла H2 с тыльной стороны образца.

Проведенный анализ полученных экспериментальных результатов показал, что давление вещества, поступающего в газовую фазу, зависит как от скорости следования импульсов (временного интервала между сдвоенными импульсами), так и от энергии импульса. При этом с увеличением энергии накачки величина H2 пропорциональная давлению в ударной волне сначала увеличивается до 16 мкм, а затем после 15 Дж резко уменьшается (до 1-5 мкм). При нулевом интервале между импульсами (энергия импульсов равна сумме), образующаяся плазма при энергии накачки выше 12 Дж как и при более 15 Дж при ненулевых интервалах начинает эффективно экранировать поступление энергии излучения на поверхность и давление паров резко уменьшается ( $H2 \approx 0-2$  мкм).

Результаты экспериментов по лазерной пробивке отверстий в металлах в воздухе сдвоенными лазерными импульсами показывают, что как в формируемых каналах, так и на поверхности образуется относительно долгоживущая область разряда, что существенным образом сказывается на процессах плазмообразования под действием последующих лазерных импульсов, следующих через короткие интервалы времени (1-5 мкс). В результате линейная скорость абляции возрастает более чем на порядок.

#### Литература

1. Григорьянц А. Г. Основы лазерной обработки материалов. – М.: Машиностроение. 1989.
2. Реди Дж. Промышленное применение лазеров. – М. Мир. 1981.
3. Климентов С. М., Гарнов С. В., Конов В. И., Кононенко Т.В. // Труды ИОФ им. А.М. Прохорова РАН. – 2004. –Т.60. – С. 13-29.
4. Гарнов С. В., Климентов С. М., Конов В. И., Кононенко Т.В., Даусингер Ф. //Квантовая электроника. – 1998. – Т.25, №1. – С.45-48.

УДК 542.42: 546.792

Д.С. Умрейко<sup>1</sup>, А.А. Зажогин<sup>2</sup>, С.Д. Умрейко<sup>1</sup>, А.П. Зажогин<sup>2</sup>, А.И. Комяк<sup>2</sup>

## ЛАЗЕРНО-ХИМИЧЕСКОЕ ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ УРАНАТОВ

<sup>1</sup>*НИИ прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко БГУ Беларусь 220030 Минск,  
ул. Курчатова, 7*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск,  
проспект Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

Исследования в области нанокластеров и наносистем лежат в основе создания новой технологии XXI века – нанотехнологии. Кластерные катализаторы позволяют развивать новые направления управления конверсией и селективностью каталитических реакций за счет размера кластера и взаимодействия его с матрицей.

Катализаторы и каталитические технологии являются структурно-образующей основой современной химической, нефтехимической и многих других отраслей промышленности. Эффективностью катализаторов определяется уровень энергетических, материальных и капитальных затрат, экология производства, конкурентоспособность продукции. Известно, что внедрение лучших по характеристикам катализаторов на порядок, а то и два эффективнее других технических усовершенствований. Так в работе [1] выполнены исследования ураноксидных катализаторов, нанесенных на различные материалы, их физикохимических каталитических свойств в реакциях окисления метана, бутана и хлорбензола. Показано, что с повышением температуры термообработки до 1000 °С активный компонент катализатора  $U/Al_2O_3$  переходит в нанодисперсное состояние, что приводит к значительному увеличению его каталитической активности в реакциях окисления.

Необычные свойства наноматериалов обусловлены как особенностями отдельных частиц (кристаллитов), так и их коллективным поведением, зависящим от характера взаимодействия между наночастицами, а структура и дисперсность наноматериала существенно зависит от способа их получения. В частности, было показано [2], что добавление незначительного количества (до 0,3 масс.%) наночастиц (10-20 нм)  $UO_2$  позволяет изготовить спеченные таблетки необычной микроструктуры, с высокой плотностью и теплопроводностью. Сделано предположение, что подобный эффект связан с значительным уменьшением температуры плавления наноразмерных частиц диоксида урана по сравнению с микрофазами, вследствие чего процесс спекания таблетки, возможно, сопровождается образованием некоторого количества жидкой фазы.

Как показали многочисленные исследования последних лет, установление закономерностей объединения атомов и молекул в нано-размерные кластеры, комплексы и

агрегаты и умение контролировать условия такого объединения позволят сформировать большое количество новых нано- и микроструктур с наперед заданными свойствами. Наряду с развитием фундаментальных научных аспектов данного направления, огромное значение имеет разработка практических способов производства наноразмерных материалов. Поиск методов получения таких материалов требует знания процессов, происходящих внутри отдельных наноразмерных кластеров при изменении внешних (как физических, так химических) условий.

Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, что приводит к формированию ультрадисперсной структуры твердой фазы. Одним из перспективных способов получения нанопорошков оксидов урана может быть способ, основанный на процессе воздействия импульсов лазерного излучения на пористые тела, содержащие в себе различные соединения уранатов аммония. В зависимости от состава соединений в данном способе возможно получение нанопорошков как чистых оксидов урана, так и нанопорошков композиционного состава.

Система «уран – кислород» представляет собой одну из самых сложных двойных систем. Три оксида урана – диоксид  $UO_2$ , закись-окись  $U_3O_8$  и триоксид  $UO_3$  известны уже более ста лет. Исследования последних лет показали, что возможно существование монооксида  $UO$ , а также таких соединений урана с кислородом, как  $U_4O_9$ ,  $U_3O_7$ ,  $U_2O_5$  и что эти соединения, как и три ранее известных оксида, не являются стехиометрическими, и в действительности существует разнообразие нестехиометрических форм. Было показано существование в системе  $U-O$  нескольких фаз. Несмотря на многочисленные исследования метастабильных фаз, их структура на сегодняшний день достаточно точно не установлена [5].

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Средняя длительность импульса  $\approx 15$  нс.

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов солей металлов нами выбраны беззольные фильтры (синяя лента) — диаметр пор 1-3 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером  $8 \times 8$  мм<sup>2</sup> наклеивался с помощью двухстороннего скотча на поверхность держателя образцов. Уранаты аммония различного состава были получены непосредственно на поверхности и в объеме пористых тел. Для получения осадков уранатов использовались водные растворы уранилнитрата  $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$  и  $NH_4OH$ , которые

наносились последовательно на фильтр. Относительные концентрации гидроокиси аммония и уранилнитрата были выбраны в отношении 1,0; 1,5; 2,0; 2,3; 2,5; 3,0; 4,0, при которых согласно данным работ [3, 4] образуются следующие комплексы урана:  $UO_2(OH)NO_3$ ,  $UO_2(NO_3)_2 \cdot 3UO_2(OH)_2$ ;  $UO_2(OH)_2$ ;  $(NH_4)_2U_7O_{22}$ ;  $(NH_4)_2U_4O_{13}$ ;  $(NH_4)_2U_2O_7$  и  $(NH_4)_2UO_4$ .

При проведении исследований на фильтры было нанесено по 25 мкл раствора исследуемого элемента с концентрацией урана 5%, 0,5%,  $5 \cdot 10^{-2}\%$  и  $5 \cdot 10^{-3}\%$ . Синтез оксидов проводился при облучении мишеней расфокусированным лазерным излучением (диаметр пятна облучения  $\approx 1$  мм, средняя плотность мощности облучения  $2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>). Цвет пятна после облучения мишени с концентрацией урана 5% сероваточерный. Согласно [5] образуемый продукт по цвету ближе всего к диоксиду урана  $UO_2$  и  $U_3O_8$ . Для меньших концентраций цвет пятен менее контрастен.

Динамика развития процессов абляции и приповерхностного плазмообразования исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых образцов с растворами солей уранатов аммония различной концентрации в атмосфере воздуха при энергии импульсов излучения 30-67 мДж и различных временных интервалах (0-20 мкс). В качестве примера на рис. 1 приведены результаты исследований зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре для концентрации 5% от временного интервала между сдвоенными импульсами равном 0-14 мкс при различных энергиях лазерных импульсов.

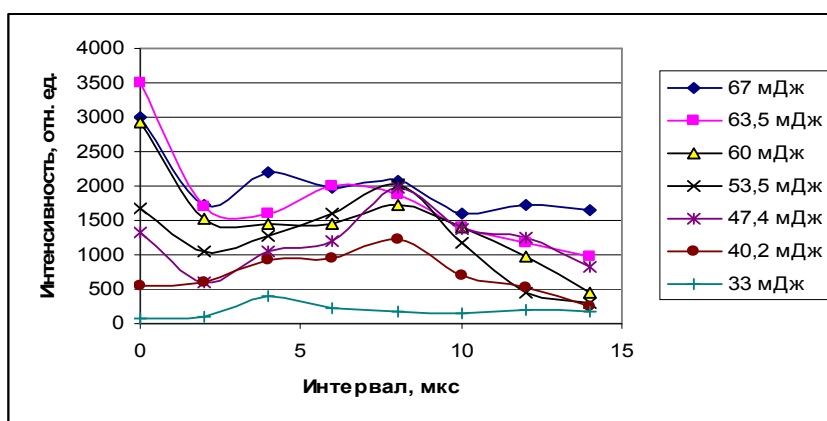


Рис. 1. Зависимость интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектрах от интервала между лазерными импульсами для различных энергий их (в рамке).

На рис. 2, в качестве примера, приведены зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре от энергии лазерных импульсов.

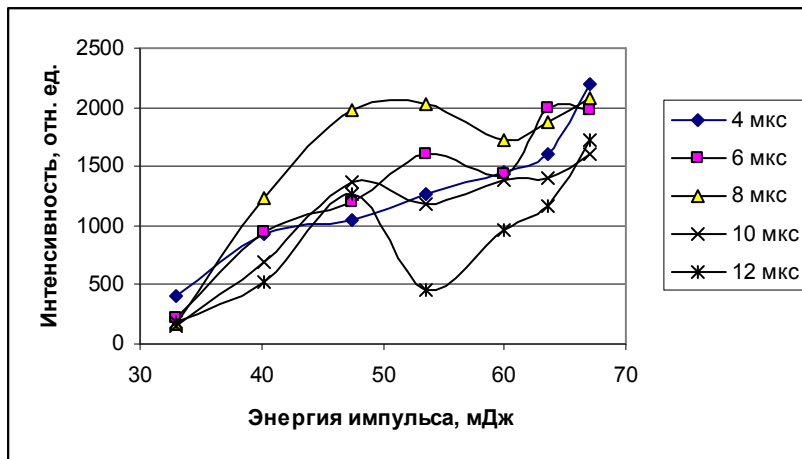


Рис. 2. Зависимость интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектрах от энергии лазерных импульсов при различных между импульсных интервалах (в рамке)..

Как видно из приведенных примеров наиболее оптимальным между импульсным интервалом является интервал 6-8 мкс. При большой энергии лазерных импульсов может быть использован и нулевой интервал.

Диаметр пятна разрушения при воздействии сфокусированного излучения лазера составил 100 мкм. В результате на одну точку при концентрации 5% приходится  $2 \cdot 10^{-7}$  г исследуемого химического элемента, при концентрации  $5 \cdot 10^{-10}\%$  —  $2 \cdot 10^{-8}$  г и т.д.

Спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, содержащего микро- и нано количества уранатных солей урана, при воздействии на нее двух последовательных импульсов (интервал 0-14 мкс) показали перспективность использования метода лазернохимического получения нанокластеров оксидов урана из уранатов в объеме пористого тела с одновременной возможностью определения содержания урана с хорошей чувствительностью.

#### Литература

1. Исагилов З.Р., Кузнецов В.В., Шикина Н.В. и др. Катализатор, способ его приготовления и способ получения синтез-газа из метана. // Заявка №2007145375, приоритет от 29.10.2008.
2. Курина И.С., Попов В.В., Румянцев В.Н. //Атомная энергия. – 2006. - 101, № 5. – С.347-352.
3. Шевченко В.Б., Судариков Б.Н. Технология урана. - М., 1961. - С.250-253.
4. Ипполитова Е.А., Печурова Н.И., Грибенник Е.Н. Исследования в области химии урана. Изд. МГУ. - М., 1961. - С. 96-107.
5. Петрунин В.Ф., Федотов А.Ф.. //Научная сессия МИФИ. – 2006. - Т. 9. - С. 198-199.

**СИНТЕЗ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ СОЕДИНЕНИЙ  
ЧЕТЫРЕХВАЛЕНТНОГО УРАНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ СДВОЕННЫХ  
ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

<sup>1</sup>*НИИ ПФП им. А.Н.Севченко БГУ Беларусь 220030 Минск, ул. Курчатова, 7*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск, пр-т Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию способов получения, изучению свойств и реакционной способности наночастиц и кластеров соединений тяжелых металлов, обладающих рядом уникальных физических и химических свойств. Урановые катализаторы в исходном состоянии могут содержать соединения трех-, четырех-, пяти- или шестивалентного металла. Это предполагает большее разнообразие в составе активных центров, чем при использовании производных лантанидов, имеющих как правило трехвалентное состояние.

Необычные свойства наноматериалов обусловлены как особенностями отдельных частиц (кристаллитов), так и их коллективным поведением, зависящим от характера взаимодействия между наночастицами, а структура и дисперсность наноматериала существенно зависит от способа их получения. В частности, было показано [1], что добавление незначительного количества (до 0,3 масс.%) наночастиц (10-20 нм)  $UO_2$  позволяет изготовить спеченные таблетки необычной микроструктуры, с высокой плотностью и теплопроводностью. Сделано предположение, что подобный эффект связан со значительным уменьшением температуры плавления наноразмерных частиц диоксида урана по сравнению с микрофазами, вследствие чего процесс спекания таблетки, возможно, сопровождается образованием некоторого количества жидкой фазы.

Более четверти века назад было предложено применять распыленные в активной газовой среде мелкодисперсные урансодержащие частицы для преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения [2]. Из-за чрезвычайно сложных технических проблем и жестких требований к ядерной безопасности при работе с радиоактивными аэрозолями экспериментально такой метод ядерно-оптического преобразования энергии практически не исследован.

Получение окислов урана из сульфатов и хлоридов четырехвалентного урана связано с рядом трудностей технологического и аппаратурного характера, так как на воздухе они легко гидролизуются.

В связи с тем, что уже на воздухе, указанные соединения образуют кислородсодержащие соединения урана, естественно было предположить, что при воздействии высоких температур

существующих в приповерхностной лазерной плазме процесс образования оксидов урана может быть эффективным. Следует также отметить, что соединения четырехвалентного урана имеют полосы поглощения в области длин волн генерируемых неодимовым лазером ( $\lambda_{\text{ген}} = 1064$  нм). Следует ожидать, что в этом случае поглощение лазерного излучения будет значительно большим, чем для соединений уранила, не имеющих в этой области полос поглощения [3].

Физические свойства трехоксида урана зависят лишь от температуры прокаливания и скорости подъема температуры. Так водяной пар при  $600$  °С превращает тетрахлорид урана в закись-окись урана [4]. Подобные превращения характерны и для тетрасульфата урана.

Все отмеченные закономерности разложения соединений четырехвалентного урана характерны для статических условий. Значительно более эффективно процесс протекает в неравновесных условиях.

Система «уран – кислород» представляет собой одну из самых сложных двойных систем. Три оксида урана – диоксид  $\text{UO}_2$ , закись-окись  $\text{U}_3\text{O}_8$  и триоксид  $\text{UO}_3$  известны уже более ста лет. Исследования последнего времени показали, что возможно существование монооксида  $\text{UO}$ , а также таких соединений урана с кислородом, как  $\text{U}_4\text{O}_9$ ,  $\text{U}_3\text{O}_7$ ,  $\text{U}_2\text{O}_5$  и что эти соединения, как и три ранее известных оксида, не являются стехиометрическими, и в действительности существует разнообразие нестехиометрических форм. Несмотря на многочисленные исследования метастабильных фаз, их структура на сегодняшний день достаточно точно не установлена [5].

Диоксид урана  $\text{UO}_2$  (точнее,  $\text{UO}_{2(x)}$ ) – нестехиометрическое соединение может иметь состав от  $\text{UO}_{1,6}$  до  $\text{UO}_{2,25}$ . Кристаллическая двуокись урана представляет собой порошок от бурого до черного цвета.

Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, что приводит к формированию ультрадисперсной структуры твердой фазы. Одним из перспективных способов получения нанопорошков оксидов урана может быть способ, основанный на процессе воздействия импульсов лазерного излучения на пористые тела, содержащие в себе различные соединения нитратов уранила. В зависимости от состава соединений в данном способе возможно получение нанопорошков как чистых оксидов урана, так и нанопорошков композиционного состава.

Для проведения таких исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер

обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Средняя длительность импульса  $\approx 15$  нс.

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов солей металлов нами выбраны беззольные фильтры (синяя лента) — диаметр пор 1-2 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером  $8 \times 8$  мм<sup>2</sup> наклеивался с помощью двухстороннего скотча на поверхность держателя образцов, а затем на поверхность фильтра наносились растворы солей уранилнитрата различной концентрации.

При проведении исследований на фильтры было нанесено по 25 мкл раствора исследуемого элемента с концентрацией урана 5%, 0,5%,  $5 \cdot 10^{-2}\%$  и  $5 \cdot 10^{-3}\%$ . Синтез оксидов проводился при облучении мишеней расфокусированным лазерным излучением (диаметр пятна облучения  $\approx 1$  мм, средняя плотность мощности облучения  $2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>). Цвет пятна после облучения мишени с концентрацией урана 5% сероваточерный. Динамика процессов образования оксидов урана в плазме приведена на рис. 1.

Согласно выше описанному образуемый продукт по цвету ближе всего к диоксиду урана  $UO_2$  и  $U_3O_8$ . Для меньших концентраций урана цвет пятен менее контрастен.

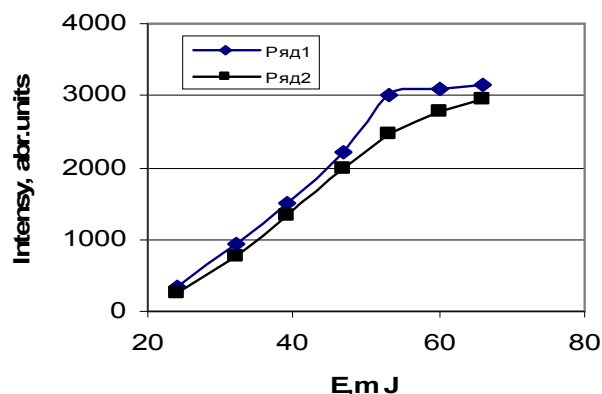


Рис. 1. Зависимость интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре от энергии лазерных импульсов: ряд 1 – сульфат урана; ряд 2 – хлорид урана.

Из приведенных на рис. 1 зависимостей видно, что для сульфата урана поступление урана в плазму несколько выше, чем для хлорида урана. Это качественно соответствует тому факту, что положение полос поглощения для сульфата несколько ближе к длине волны генерации, чем для хлорида.

Динамика развития процессов абляции и приповерхностного плазмообразования исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых образцов с растворами солей  $UCl_4$  различной концентрации в атмосфере воздуха при энергии импульсов излучения 30-67 мДж и



различных временных интервалах (0-20 мкс). В качестве примера на рис. 2а приведены результаты исследований зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре для концентрации 5% от временного интервала между сдвоенными импульсами равном 0-14 мкс при различных энергиях лазерных импульсов. На рис. 2б, в качестве примера, приведены зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре от энергии лазерных импульсов.

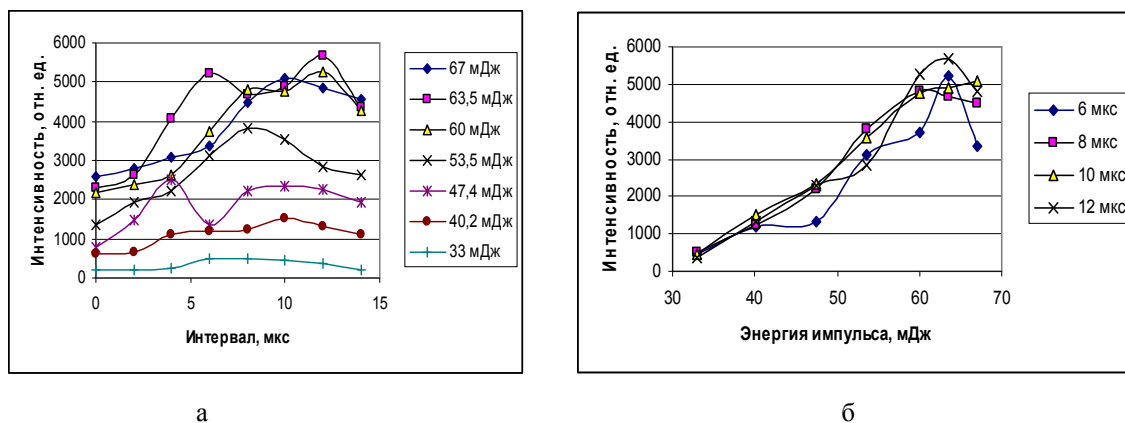


Рис. 2. Зависимость интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектрах: а - от интервала между лазерными импульсами для различных энергий их (в рамке); б - от энергии лазерных импульсов при различных между импульсных интервалах (в рамке).

Диаметр пятна разрушения при воздействии сфокусированного излучения лазера составил 100 мкм. В результате на одну точку при концентрации 5% приходится  $2 \cdot 10^{-7}$  г исследуемого химического элемента, при концентрации  $5 \cdot 10^{-1}\%$  —  $2 \cdot 10^{-8}$  г и т.д.

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, содержащего соединения четырехвалентного урана, при воздействии на нее двух последовательных импульсов показали перспективность использования лазернохимического получения нанокластеров оксидов урана в объеме пористого тела при воздействии на него сдвоенными лазерными импульсами с одновременной возможностью определения содержания урана с хорошей чувствительностью.

#### Литература

1. Курина И.С., Попов В.В., Румянцев В.Н. // Атомная энергия. – 2006 -101, № 5. – С. 347
2. Miley G.H., McArthur D., DeYuong R., Prelas M. //Fission reactor pumped la-ser: History and prospects: Proceedings Conferences 50 Years with nuclear fission. Washington 25-28 April. Pub. American Nuclear Society. – 1989 - P.333.
3. Володько Л.В., Комяк А.И., Умрейко Д.С. Ураниловые соединения. Мн. БГУ. – 1981 - 432 с.
4. Шевченко В.Б., Судариков Б.Н.. Технология урана. М. – 1961 - С.250-253.
5. Петрунин В.Ф., Федотов А.Ф.. //Научная сессия МИФИ – 2006. – 2006 - Том 9. - С. 198.

**СИНТЕЗ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ НИТРАТНЫХ  
СОЕДИНЕНИЙ УРАНИЛА ПРИ ЛАЗЕРНОХИМИЧЕСКОМ АКТИВИРОВАНИИ  
ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ**

<sup>1</sup>*НИИ ПФП им. А.Н.Севченко БГУ Беларусь 220030 Минск, ул. Курчатова, 7*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск, пр-т Независимости, 4,  
zajogin\_an@mail.ru*

Исследования в области нанокластеров и наносистем лежат в основе создания новой технологии XXI века – нанотехнологии. Кластерные катализаторы позволяют развивать новые направления управления конверсией и селективностью каталитических реакций за счет размера кластера и взаимодействия его с матрицей. Урановые катализаторы в исходном состоянии могут содержать соединения трех-, четырех-, пяти- или шестивалентного металла. Это предполагает большее разнообразие в составе активных центров, чем при использовании производных лантанидов, имеющих, как правило, трехвалентное состояние.

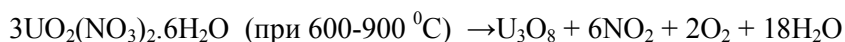
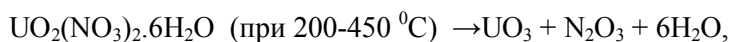
Необычные свойства наноматериалов обусловлены как особенностями отдельных частиц (кристаллитов), так и их коллективным поведением, зависящим от характера взаимодействия между наночастицами, а структура и дисперсность наноматериала существенно зависит от способа их получения. В частности, было показано [1], что добавление незначительного количества (до 0,3 масс.%) наночастиц (10-20 нм)  $UO_2$  позволяет изготовить спеченные таблетки необычной микроструктуры, с высокой плотностью и теплопроводностью. Сделано предположение, что подобный эффект связан со значительным уменьшением температуры плавления наноразмерных частиц диоксида урана по сравнению с микрофазами, вследствие чего процесс спекания таблетки, возможно, сопровождается образованием некоторого количества жидкой фазы.

Более четверти века назад было предложено применять распыленные в активной газовой среде мелкодисперсные урансодержащие частицы для преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения [2].

Применение мелкодисперсных урансодержащих частиц по сравнению с традиционно применяющимися методами гетерогенной ядерной накачки активных газовых сред может повысить долю энергии, выносимой осколками деления из конденсированной фазы в газовую среду, в десять и более раз. Это создает предпосылки для повышения эффективности преобразования ядерной энергии в энергию оптического излучения.

Из-за чрезвычайно сложных технических проблем и жестких требований к ядерной безопасности при работе с радиоактивными аэрозолями экспериментально такой метод ядерно-оптического преобразования энергии практически не исследован.

Получение окислов урана из нитратов уранила связано с рядом трудностей технологического и аппаратурного характера. Термическая диссоциация гексагидрата нитрата уранила протекает по уравнениям:



Физические свойства трехоксида урана зависят лишь от температуры прокаливания и скорости подъема температуры [3]. Медленное и быстрое нагревание гексагидрата нитрата уранила при температуре 350-400 °С приводит к образованию трехоксида урана с насыпным весом 2,8 – 4,2 г/см<sup>3</sup> соответственно. Первый из образцов обладает значительно большей реакционной способностью, чем второй. Размер кристаллов трехоксида урана колеблется в пределах около одного микрона. Все отмеченные закономерности разложения уранилнитрата характерны для статических условий. Значительно более эффективно процесс протекает в неравновесных условиях.

Система «уран – кислород» представляет собой одну из самых сложных двойных систем. Три оксида урана – диоксид  $\text{UO}_2$ , закись-окись  $\text{U}_3\text{O}_8$  и триоксид  $\text{UO}_3$  известны уже более ста лет. Исследования последнего времени показали, что возможно существование монооксида  $\text{UO}$ , а также таких соединений урана с кислородом, как  $\text{U}_4\text{O}_9$ ,  $\text{U}_3\text{O}_7$ ,  $\text{U}_2\text{O}_5$  и что эти соединения, как и три ранее известных оксида, не являются стехиометрическими, и в действительности существует разнообразие нестехиометрических форм.

При изучении системы «уран–кислород» обнаружено несколько гомогенных областей с переменным составом урана и кислорода. Одна из таких областей лежит, например, между составами  $\text{UO}_2$  –  $\text{UO}_{2,25}$ . Существование стабильной фазы монооксида урана не доказано. В системе U-O особый интерес представляет и область  $\text{UO}_{2,25}$  ...  $\text{UO}_{2,67}$ , где достоверно идентифицирован ряд фаз, часть из которых являются весьма устойчивыми это гептаоксиды триурана. Окисление  $\text{UO}_2$  на воздухе до форм  $\text{U}_3\text{O}_7$  и  $\text{U}_3\text{O}_8$ , интенсивно исследовали в последние 40 лет вследствие особой важности сухого хранения и последующего захоронения отработанного ядерного топлива, хранения порошка, а так же некоторых вопросов переработки топлива. Несмотря на многочисленные исследования метастабильных фаз, их структура на сегодняшний день достаточно точно не установлена [4].

Диоксид урана  $\text{UO}_2$  (точнее,  $\text{UO}_{2(x)}$ ) – нестехиометрическое соединение может иметь состав от  $\text{UO}_{1,6}$  до  $\text{UO}_{2,25}$ . Кристаллическая двуокись урана представляет собой порошок от бурого до черного цвета.

Триоксид урана  $UO_3$  – один из промежуточных продуктов в производстве чистых солей урана.  $UO_3$  – оранжево-желтый порошок, существующий в одной аморфной и пяти кристаллических формах, плотностью 5,92 – 7,54 г/см<sup>3</sup>.

Закись-окись урана  $U_3O_8$  – нестехиометрическое соединение, имеющее несколько модификаций в зависимости от условий приготовления. Цвет вещества – от зеленого до оливково-зеленого и черного.

Большое практическое значение для практики имеют физические способы получения порошков, при которых образование частиц происходит в неравновесных условиях, что приводит к формированию ультрадисперсной структуры твердой фазы. Одним из перспективных способов получения нанопорошков оксидов урана может быть способ, основанный на процессе воздействия импульсов лазерного излучения на пористые тела, содержащие в себе различные соединения нитратов уранила. В зависимости от состава соединений в данном способе возможно получение нанопорошков как чистых оксидов урана, так и нанопорошков композиционного состава.

Для проведения исследований нами использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника абляции и возбуждения приповерхностной плазмы спектрометр включает в себя двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Средняя длительность импульса  $\approx 15$  нс.

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов уранилнитрата нами выбраны беззольные фильтры (синяя лента) — диаметр пор 1-2 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером 8x8 мм<sup>2</sup> наклеивался с помощью двухстороннего скотча на поверхность держателя образцов, а затем на поверхность фильтра наносились растворы солей уранилнитрата различной концентрации.

При проведении исследований на фильтры было нанесено по 25 мкл раствора исследуемого элемента с концентрацией урана 5%, 0,5%,  $5 \cdot 10^{-2}\%$  и  $5 \cdot 10^{-3}\%$ . Синтез оксидов проводился при облучении мишеней расфокусированным лазерным излучением (диаметр пятна облучения  $\approx 1$  мм, средняя плотность мощности облучения  $2 \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>). Цвет пятна после облучения мишени с концентрацией урана 5% светлооранжевый. Согласно выше описанному образуемый продукт по цвету ближе всего к триоксиду урана  $UO_3$  и  $U_3O_8$ . Для меньших концентраций цвет пятен менее контрастен.

Динамика развития процессов абляции и приповерхностного плазмообразования исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии при воздействии

сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых образцов с растворами солей уранилнитрата различной концентрации в атмосфере воздуха при энергии импульсов излучения 30-67 мДж и различных временных интервалах (0-20 мкс). В качестве примера на рис. 1а приведены результаты исследований зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре для концентрации 5% от временного интервала между сдвоенными импульсами равном 0-14 мкс при различных энергиях лазерных импульсов. На рис. 1б, в качестве примера, приведены зависимости интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектре от энергии лазерных импульсов.

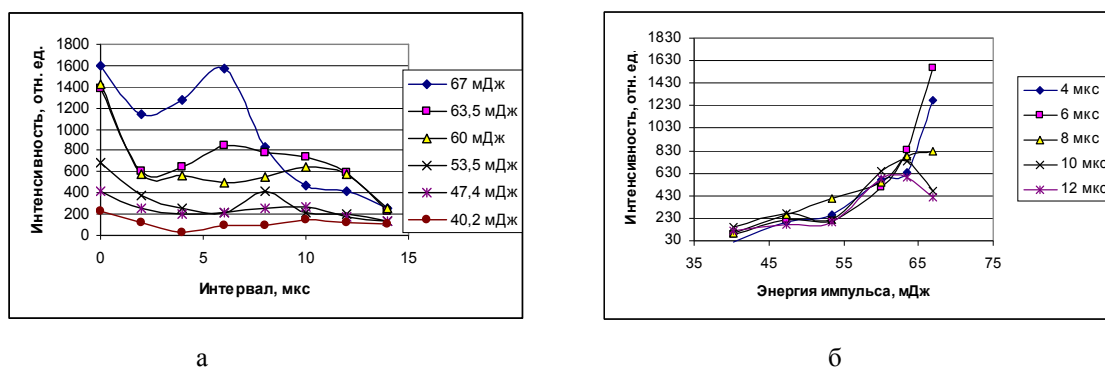


Рис. 1. Зависимость интенсивности ионной линии U II ( $\lambda=385,958$  нм) в спектрах: а - от интервала между лазерными импульсами для различных энергий их (в рамке); б - от энергии лазерных импульсов при различных интервалах между импульсами (в рамке).

Как видно из приведенных примеров наиболее оптимальным между импульсным интервалом является интервал 4-10 мкс. При большой энергии лазерных импульсов может быть использован и нулевой интервал.

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, содержащего микро- и нано количества соединений уранила, при воздействии на нее двух последовательных импульсов показали перспективность использования лазернохимического получения нанокластеров оксидов урана в объеме пористого тела при воздействии на него сдвоенными лазерными импульсами с одновременной возможностью определения содержания урана с хорошей чувствительностью.

#### Литература

1. Курина И.С., Попов В.В, Румянцев В.Н. //Атомная энергия. – 2006.- Т.101, № 5. – С. 347-352.
2. Miley G.H., McArthur D., DeYuong R., Prelas M.. Fission reactor pumped la-ser: History and prospects: Proceedings Conferences 50 Years with nuclear fission. Washington 25-28 April. Pub. American Nuclear Society. – 1989. - P.333-340.
3. Шевченко В.Б., Судариков Б.Н. Технология урана. М. - 1961.
4. Петрунин В.Ф., Федотов А.Ф. //Научная сессия МИФИ – 2006. - Том 9. - С. 198-203.

**МОДЫ ОБОЛОЧКИ ФОТОННО - КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН**

<sup>1</sup>Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова,  
ул. Космонавтов, 1, 212022 Могилев, Беларусь  
ab\_sotsky@mail.ru

<sup>2</sup>Оптолинк Лтд., Зеленоград, Москва 124498, Российская Федерация

<sup>3</sup>Centro de Investigaciones en Optica,

Loma del Bosque 115, Col. Lomas del Campestre, Leon 37150, Guanajuato, Mexico

<sup>4</sup>Белорусско-Российский университет, проспект Мира, 43, 212005 Могилев, Беларусь

В современной лазерной физике широко используются фотонно-кристаллические волокна (ФКВ). В докладе теоретически и экспериментально исследуются моды оболочки ФКВ, представляющей собой двумерный фотонный кристалл с гексагональной симметрией.

Для многих приложений требуются одномодовые оптические волокна. Хорошо известно, что критерий одномодового режима работы стандартного волокна имеет вид

$$k_0 a \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_c} \leq 2.405, \quad (1)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  – волновое число вакуума,  $a$  – радиус сердцевинки,  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_c$  – диэлектрические проницаемости сердцевинки и оболочки волокна. По аналогии со стандартными волокнами, условие (1) применяют и при рассмотрении ФКВ. Для анализа распространённых кварцевых ФКВ с гексагональной симметрией используют приближение эффективного показателя преломления. Оно сводится к заменам в (1)  $\varepsilon_c \rightarrow \bar{\beta}_c^2(\lambda_0/\Lambda, d/\Lambda)$ ,  $a \rightarrow \Lambda/\sqrt{3}$ . Здесь  $\bar{\beta}_c = k_0^{-1}\beta_c$ ,  $\beta_c$  – постоянная распространения основной моды оболочки волокна,  $d$  – диаметр воздушных каналов,  $\Lambda$  – расстояние между центрами соседних каналов. Расчёты функции  $\bar{\beta}_c^2(\lambda_0/\Lambda, d/\Lambda)$ , показывают, что при переходе к ФКВ происходит существенное расширение спектрального диапазона, в котором справедливо (1), а при  $d/\Lambda < (d/\Lambda)^*$ , где  $(d/\Lambda)^*$  – некоторое значение  $d/\Lambda$ , условие (1) оказывается выполненным при любых значениях  $\lambda_0$ . Неравенство  $d/\Lambda < (d/\Lambda)^*$  принято трактовать как условие одномодового режима работы ФКВ во всем спектральном диапазоне. При этом возможность создания ФКВ, одномодовых при любой длине волны излучения, рассматривается как основное достоинство данных волокон [1].

Однако с позиций зонной теории фотонных кристаллов представленные соображения не выглядят бесспорными. Действительно, во всех известных работах по проблеме создания одномодовых ФКВ предполагалось, что если первая высшая мода ФКВ (это аналог  $TE_{01}$  – моды стандартного волокна) является несобственной, то таковыми будут и высшие моды более высокого порядка. Такое предположение может быть оправдано при рассмотрении оптического

волокна с однородной оболочкой. Оболочка же ФКВ представляет собой двумерный фотонный кристалл, который имеет сложную зонную структуру. При этом не исключена возможность того, что, несмотря на выполнение (1), постоянная распространения некоторой высшей моды окажется в запрещенной зоне фотонного кристалла. В таком случае данная мода будет собственной, а ФКВ – многомодовым.

Данные соображения подтверждаются исследованием ФКВ с применением строгих методов расчета их характеристик [2,3].

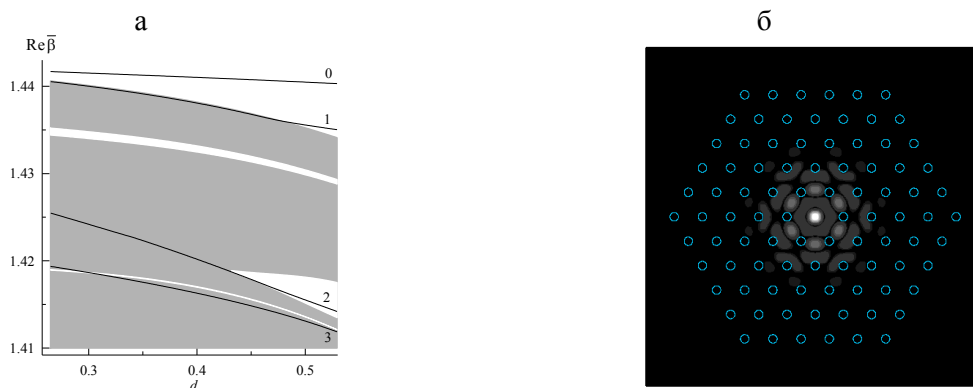


Рис.1. а – зонная диаграмма, б – оптическая плотность третьей высшей моды при  $d/\Lambda = 0.3$  (окружности – сечения воздушных каналов).

На рис.1а представлена зонная диаграмма двумерного фотонного кристалла с пропорцией  $\lambda_0/\Lambda = 0.23$  ( $\bar{\beta} = \beta/k_0$ ,  $\beta$  – постоянная распространения моды). В светлых областях диаграммы (запрещенных зонах) двумерный вектор Блоха  $\mathbf{k}$  может иметь только комплексные компоненты, а в областях с фоном (разрешенных зонах) в фотонном кристалле возможны волны с вещественными  $\mathbf{k}$ . Нижняя граница верхней запрещенной зоны на рис.1а совпадает с зависимостью  $\text{Re}\bar{\beta}_c(d/\Lambda)$ . Сплошные кривые на рис.1а – дисперсионные зависимости для мод ФКВ (кривые 0,1,2,3 относятся к основной моде и к высшим модам с соответствующими номерами). Согласно рис.1а, отсечка первой высшей моды имеет место при  $d/\Lambda = (d/\Lambda)_1^* = 0.473$ . В то же время, в диапазоне  $0.298 < d/\Lambda < 0.305$  третья высшая мода является собственной (ее дисперсионная кривая проходит через запрещенную зону). Распределение интенсивности этой моды приведено на рис.1б.

Таким образом, стандартное условие (1) одномодового режима работы волокна в случае ФКВ оказывается не корректным. Проектирование одномодовых ФКВ может быть выполнено путем анализа зонной диаграммы фотонного кристалла. Например, из рис.1а следует, что рассмотренные волокна являются одномодовыми в диапазоне  $0.305 < d/\Lambda < 0.462$ .

Помимо применения при построении зонных диаграмм, моды оболочки ФКВ могут представлять самостоятельный практический интерес. В частности, с их помощью нами получена генерация суперконтинуума в ИК диапазоне. В экспериментах использовано

кварцевое ФКВ с полой сердцевиной (рис.2а), изготовленное в Centro de investigations en optica (Leon, Mexico). Геометрия ФКВ обеспечивала вытекание излучения из сердцевины, вследствие чего передача излучения вдоль волокна осуществлялась исключительно модами оболочки.

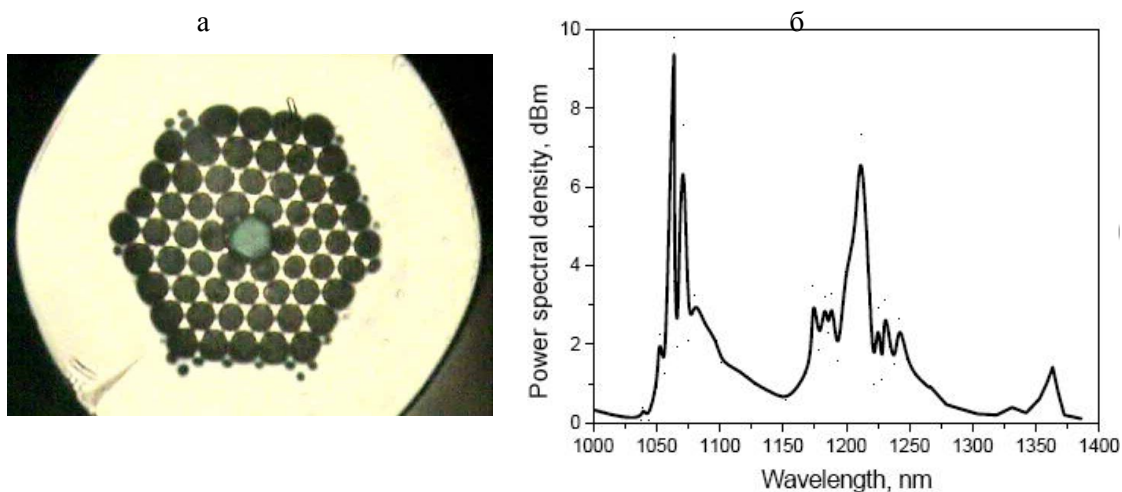


Рис.2. Скол отрезка ФКВ длиной 1м при возбуждении заднего торца волокна белым светом (а) и спектр излучения на выходе отрезка ФКВ длиной 191см при его возбуждении импульсом с энергией 10мкДж (б).

Сечение волокна содержало четыре гексагональных кольца воздушных отверстий с  $\Lambda = 8$  мкм. Диаметр воздушной сердцевины составлял 7.5 мкм, внешний диаметр волокна – 125 мкм. Средний диаметр воздушных отверстий в оболочке ФКВ был равен 5 мкм, а диаметр отверстий внешнего гексагонального кольца был несколько большим (6 мкм). Торцевое возбуждение волокна импульсами (длительность 1,2 нс, энергия 21 мкДж, частота следования 1-10 кГц, центральная длина волны 1,064 мкм) Nd<sup>3+</sup>:YAG/Cr<sup>4+</sup>:YAG лазера позволяло наблюдать на выходе метрового отрезка волокна суперконтинуум в диапазоне 1 – 1,5 мкм. При этом излучение фокусировалось на входной торец волокна в пятно диаметром ~3 мкм, а уширение спектра импульса (не уширенный спектр занимал диапазон ~0.2 нм) на выходе ФКВ наблюдалось при совмещении пятна фокусировки с междырочными кварцевыми каналами квазиправильного сечения (рис.1а). Интенсивностью и спектром излучения на выходе ФКВ можно было управлять, изменяя мощность импульса накачки нейтральным фильтром. Пример такого спектра представлен на рис.2б.

Для интерпретации экспериментов мы исследовали супермоды оболочки описанного ФКВ. Расчеты показали существование множества супермод, энергия которых локализована в междырочных каналах. Эти моды имеют близкие дисперсионные характеристики, которые определяются геометрией указанных каналов. О параметрах супермод позволяет судить рис.3.

При локализации пятна возбуждающего излучения в одном из междырочных каналов в волокне возбуждается множество супермод оболочки, которые имеют несколько различающиеся постоянные распространения. Интерференция этих мод при их



распространении вдоль волокна в линейном режиме должна была бы привести к делокализации пространственного распределения оптического поля, сопровождаемой снижением его интенсивности. Однако в действительности делокализация не наблюдается. По-видимому, это объясняется распространением света по волокну в солитонном режиме, который сопровождается генерацией суперконтинуума за счет ряда механизмов, в частности, параметрического усиления и комбинационного рассеяния.

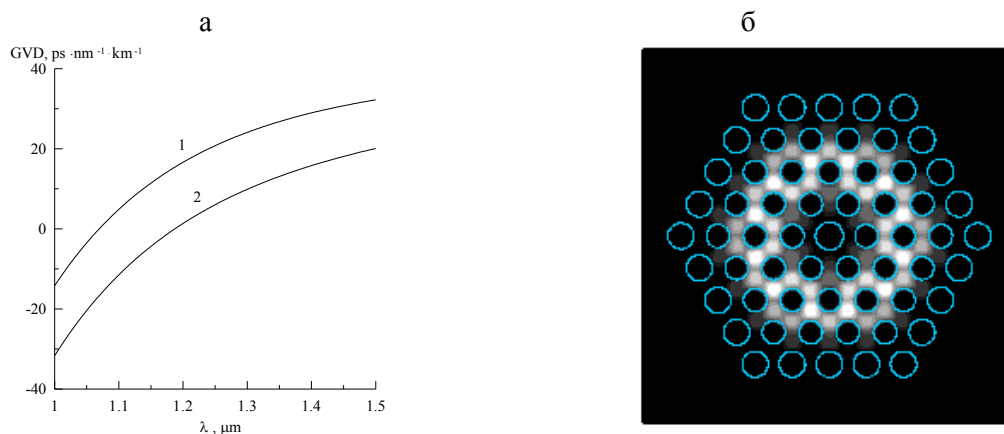


Рис.3. а – дисперсия групповой скорости основной супермоды оболочки ФКФ (1) и основной моды ФКФ с кварцевой сердцевиной (2), б – распределение интенсивности основной супермоды оболочки.

Основанием для такого предположения является то, что нуль дисперсии групповой скорости супермод имеет место при  $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{м}$ , т. е. непосредственно на длине волны накачки, а при  $\lambda_0 > 1.064 \mu\text{м}$  дисперсия групповой скорости является аномальной (рис.3а). Для сравнения, при рассмотрении основной моды ФКВ, в котором воздушная сердцевина заменена на кварцевую, дисперсия групповой скорости является нормальной (рис.3а). Эксперименты показывают, что в таком волокне суперконтинуум не наблюдается. В пользу генерации суперконтинуума в солитонном режиме говорит также уширение спектра излучения в длинноволновую область, где дисперсия групповой скорости аномальна (рис.3а, 2б).

Исследованы моды оболочки фотонно-кристаллических волокон с позиций установления условий одномодового режима работы волокон и интерпретации экспериментов по генерации суперконтинуума.

#### Литература

1. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber // Opt. Lett. – 1997. – V.22, №13. – P.961 – 963.
2. Сотский А.Б., Сотская Л.И. Расчет фотонно-кристаллических волокон с поллой сердцевиной // ЖПС. – 2009. – Т.76, №2. – С.312 –319.
3. Сотский А.Б., Сотская Л.И. Метод интегральных уравнений в теории микроструктурных оптических волокон // ЖТФ. – 2004. – Т.74, №2. –С.32 – 40.

**ДИФРАКЦИОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ  
ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ**

*Белорусский государственный университет, проспект Независимости, 4, Минск,  
Беларусь*

Использование жидкокристаллических (ЖК) элементов для управления световыми потоками привлекают внимание многих научно-исследовательских организаций, поскольку в современной оптике большое внимание уделяется формированию определенных пространственно-временных структур световых полей и управления характеристиками лазерного излучения. Повышенный интерес объясняется уникальными свойствами ЖК-элементов (тонкие оптические слои, низкие рабочие напряжения, дешевизна изготовления). В последнее время активно исследуются пути создания управляемых дифракционных элементов, формирующих световое поле с необходимыми свойствами. В настоящее время разработаны различные типы управляемых дифракционных ЖК устройств и способы формирования дифракционных структур. Как правило, это сложные элементы, формирующие световое поле с определенной пространственной структурой (например, вихревой).

Целью настоящей работы является создание электрически управляемых дифракционных элементов, позволяющих управлять световыми пучками на с помощью фазовых анизотропных дифракционных структур, а так же формировать сингулярные световые пучки с винтовыми фазовыми дислокациями волнового фронта.

Основным свойством сингулярных световых пучков (оптических вихрей) является наличие на волновом фронте особой точки – винтовой дислокации. В данной точке амплитуда светового поля обращается в ноль, а фаза не определена. Эквифазная поверхность волнового фронта перестает быть многолистной и становится единой поверхностью со специфической винтовой структурой. При этом направление распространения световой энергии задается вектором Умова-Пойнтинга, перпендикулярным к поверхности волнового фронта в каждой точке, что определяет “завихрение” энергетического потока в окрестности винтовой дислокации. При обходе вокруг винтовой дислокации по поверхности волнового фронта фаза изменяется на  $2\pi l$ , где  $l$  - величина, называемая топологическим зарядом сингулярного пучка и являющаяся характеристикой винтовой дислокации.

Повышенный интерес к изучению вихревых пучков связан с их необычными свойствами, позволяющими использовать сингулярные пучки для создания волноводных структур и оптической передачи информации, захвата и манипуляции микрообъектами, анализа фазово неоднородных сред с высокой степенью хаотизации.

Для создания управляемых элементов, формирующих сингулярный световой пучок с заданным топологическим зарядом, выбран метод, основанный на использовании перестраиваемых тонких фазовых голограмм в слое нематического жидкого кристалла (ЖК). Голографический метод формирования сингулярных пучков предполагает фиксацию картины интерференции сингулярной волны с плоской или сферической волнами. Так, например, картина интерференции сингулярного светового пучка с плоской волной характеризуется образованием характерной вилки, количество разветвлений которой определяет величину топологического заряда. При последующем восстановлении такой голограммы плоской волной в дифрагированных лучах формируется сингулярный пучок с заданным топологическим зарядом.

Электрически управляемые дифракционные элементы, представленные в работе созданы на основе пространственно модулированных слоев ЖК, использующих для формирования тонкой фазовой дифракционной решетки ориентирующий фотополимерный материал. Разработанные управляемые дифракционные элементы представляют собой ЖК ячейки толщиной 20 мкм с электродами на каждой подложке. Фазовые дифракционные структуры создаются за счет модуляции пространственной ориентации молекул ЖК фотополимерным ориентирующим покрытием. На одной из подложек ЖК ячейки фоточувствительный полимерный ориентант засвечивается пространственно модулированным УФ излучением через никелевую маску-транспарант на кварцевом стекле. Для формирования вихревых оптических пучков, никелевая маска-транспарант создавалась на основе предварительно рассчитанной картины интерференции плоского и сингулярного пучков. Вторая подложка была засвечена ортогонально поляризованным пространственно однородным излучением. В итоге, в местах засветки фотополимера пространственно модулированным УФ излучением создается твист структура (*T*-деформация ЖК), которая чередуется с планарной ориентацией директора ЖК. Выбор схемного решения на основе *T*-деформации ЖК обусловлен тем, что в этом случае создается пространственно-модулированная фазовая структура с максимальной глубиной модуляции анизотропии показателя преломления, что отмечалось ранее при анализе жидкокристаллических дифракционных решеток.

Как видно на рис. 1, созданные дифракционные структуры (дифракционная решетка 20мкм, зонная пластинка Френеля, элемент с фазовой сингулярностью) обладают достаточно высокой контрастностью, сопоставимой с контрастностью используемого транспаранта.

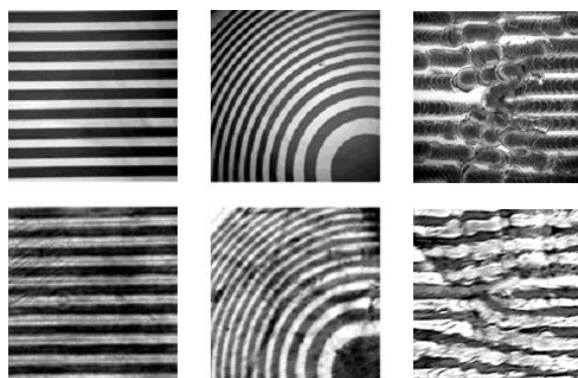


Рис.1 Фотографии транспарантов (вверху) и сформированных дифракционных структур (внизу)

Управление дифракционной эффективностью оптоэлектронных ЖК элементов было реализовано с помощью электрического поля, приложенного к ячейке и приводящего к переориентации молекул ЖК. Для избежания эффекта экранировки подавалось переменное электрическое поле на частоте 1 кГц. Зависимость дифракционной эффективности ЖК-элемента от амплитуды приложенного напряжения приведена на рис. 2.

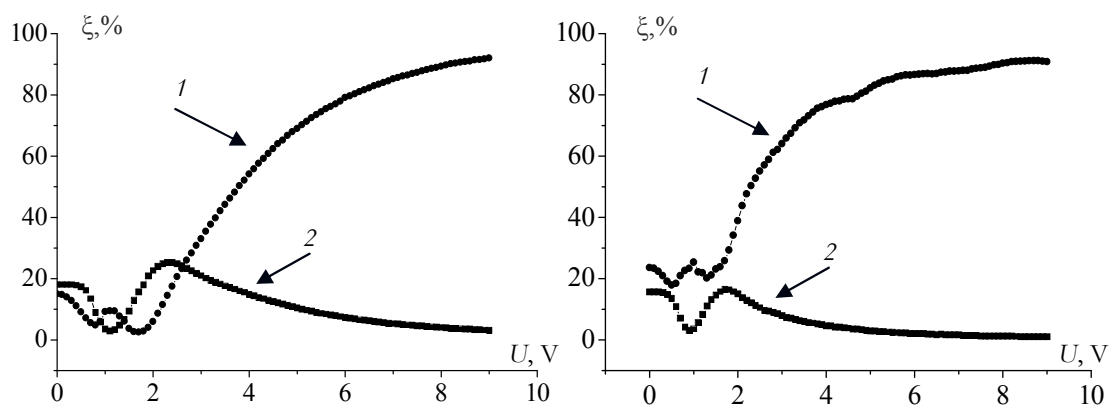


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности от приложенного к ЖК ячейке электрического напряжения для нулевого (1) и первого (2) порядка (дифракционная решетка – слева, элемент с фазовой сингулярностью – справа).

Анализ зависимости дифракционной эффективности ЖК-элемента от приложенного электрического напряжения (рис. 2) показал, что существуют оптимальные значения напряжения, при которых дифракция максимальна. Так, для ячейки с дифракционной решеткой напряжение 0,4 В позволяет получить значения дифракционной эффективности  $\sim 18\%$ , а при напряжении 2,3 В, вследствие переориентации директора ЖК, профиль штриха голографической решетки приближается к синусоидальному и дифракционная эффективность возрастает до 25%, что близко к максимальному значению для тонких фазовых голограмм. Существование двух оптимальных значений напряжения связано с особенностями дифракции

света на анизотропных решетках при разности оптических длин для обыкновенной и необыкновенной волн, в несколько раз превышающей длину волны лазерного излучения (толщина ячейки 20 мкм,  $n_e - n_o \sim 0,18$ ). Для решетки представляющей фазовую ЖК структуру, формирующую сингулярный пучок, оптимальным напряжением является 1,7 В, при котором дифракционная эффективность  $\sim 17\%$ . Более низкое значение дифракционной эффективности в этом случае по сравнению с дифракционной решеткой объясняется качеством оптического транспаранта. При изменении напряжения прикладываемого к элементу «Зонная пластинка Френеля» оказалось возможным изменить дифракционную картину в точке главного фокуса зонной пластинки. Как видно из рис. 3 при подаче определенного напряжения (1,7 В) происходит исчезновение пятна фокуса

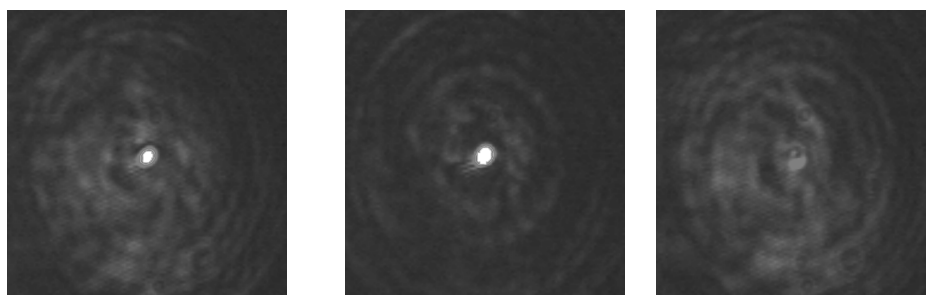


Рис. 3. Фотографии зависимости сечения пучка в главном фокусе дифракционного элемента от напряжения. Слева направо 0В, 1В, 1,7В

Несмотря на невысокое качество исходного транспаранта для формирования сингулярного пучка (нижний ряд, слева), который изготавливался путем выжигания никеля на подложке импульсным излучением лазера, созданная ЖК структура лучше передает характерную вилку, чем исходный транспарант. При этом контрастность ЖК структур сопоставима с контрастностью используемых транспарантов.

Таким образом, в работе продемонстрированы дифракционные ЖК элементы для управления лазерными пучками с возможностью электрического управления дифракционной эффективностью ЖК-структур, созданной на основе нового фотоориентирующего материала. Определены оптимальные условия формирования дифракционных решеток в ЖК слое и рабочий диапазон управляющего электрического напряжения. При использовании зонной пластинки Френеля реализована фокусировка лазерного излучения и продемонстрирована возможность динамического переключения эффекта фокусировки с помощью электрических импульсов. ЖК структура, представляющая собой дифракционный элемент, позволяющий формировать сингулярные пучки, может представить практический интерес при разработке разнообразных лазерно-оптических устройств, включая лазерные пинцеты, системы контроля фазовых неоднородностей, диагностики турбулентности атмосферы и оптической вортекс-коронографии.

**ДИНАМИКА РОСТА КРАТЕРА В ХОДЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ  
МАТЕРИАЛОВ И ЕЕ ДИАГНОСТИКА**

*ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь  
ion\_ne@mail.ru*

Воздействие лазерного излучения (ЛИ) на вещество сопровождается целым рядом явлений. Одним из таких явлений является акустическая эмиссия зоны лазерного разрушения материала. Суть данного явления состоит в том, что при воздействии ЛИ на поверхность твердого тела зона лазерного разрушения под действием повышенного давления в пароплазменном образовании, образуемом из испаренного материала и воздуха (лазерный факел), начинает колебаться и испускать звуковые волны в облучаемую среду [1, 2]. Эксперименты и расчеты показывают, что между параметрами испускаемых акустических волн и параметрами зоны разрушения есть однозначная связь. Таким образом, по параметрам акустической эмиссии можно определять параметры зоны разрушения, что может иметь очевидное практическое применение [3].

В указанных работах при рассмотрении эмиссии используется модель нагруженной области, испускающей акустические волны в упругую среду [1, 3]. Рассчитанные с использованием данной методики временные зависимости и спектры импульсов давления в упругой волне удовлетворительно согласуются с данными экспериментов, но только начиная со второй четверти периода осцилляций давления в зарегистрированной экспериментально акустической волне. Расхождение объясняется генерацией акустических волн в ходе роста формирующейся зоны неупругих деформаций [4].

Целью данной работы является исследование акустической эмиссии зоны разрушения, образующейся в ходе воздействия импульсного лазерного излучения на поверхность металла, в ходе ее роста и изучение связи параметров временных зависимостей давления в генерируемой упругой волне и изменения размеров (в частности, глубины) необратимо деформированной зоны на поверхности облучаемого образца.

При исследовании акустической эмиссии будем использовать модель нагруженной области, испускающей акустические волны в упругую среду. В соответствии с данной моделью будем считать зону разрушения сегментом сферы радиуса  $R$  высотой  $d$  и диаметром  $2r_1$ . Ось  $z$  системы направим вдоль лазерного луча.

Существенно, что геометрические размеры зоны неупругих деформаций изменяются во времени:  $R = R(t)$ ,  $d = d(t)$ ,  $r_1 = r_1(t)$ , где  $t$  – время.

В упругой зоне вектор смещения в акустической волне может быть представлен в виде суммы продольной и поперечной составляющих,  $\vec{A} = \vec{A}_I + \vec{A}_T$ , каждая из которых описывается соответствующим волновым уравнением.

Ввиду наличия границы раздела сред непосредственно в зоне формирования упругих колебаний решение системы уравнений будем искать в виде суммы объемных и поверхностных составляющих:

$$\vec{A}_I = \vec{A}_{IO} + \vec{A}_{II} = \nabla \psi_O + \nabla \psi_{II}, \quad \vec{A}_T = \vec{A}_{TO} + A_{III} = \vec{A}_{TO} + \text{rot}(\vec{B}).$$

Учитывая симметрию задачи, можно предположить, что  $\vec{A}_{TO} = 0$ , скалярный потенциал  $\psi_O$

сферически симметричен:  $\psi_O(\omega) = -\tilde{A}(\omega) \cdot \frac{\exp(-ik_l r)}{r}, \quad B_\rho = B_z = 0,$

$$\psi_{II}(\omega) = -Z_0(k_R \rho) \cdot (\tilde{B}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l z) + \tilde{Q}(\omega) \cdot \exp(\chi_l z)), \quad (1)$$

$$B_\varphi(\omega) = Z_1(k_R \rho) \cdot (\tilde{D}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l z) + \tilde{S}(\omega) \cdot \exp(\chi_l z)).$$

Здесь  $\omega$  – спектральная частота,  $\psi_O(\omega)$  – спектр скалярного потенциала  $\psi_O$ ,  $k_\ell = \omega/c_\ell$ ,  $c_\ell$  и  $c_t$  – скорости соответственно продольного и поперечного звука,  $\tilde{A}(\omega)$  – амплитуда колебания,  $k_R = \omega/c_R$ ,  $c_R$  – скорость рэлеевских упругих волн,  $\chi_i = (k_R^2 - k_i^2)^{1/2}$ ,  $\tilde{B}(\omega)$ ,  $\tilde{D}(\omega)$ ,  $\tilde{Q}(\omega)$ ,  $\tilde{S}(\omega)$ , – амплитуды колебаний,  $Z_i(x)$  – сферические функции. При  $\rho \rightarrow 0$  и при  $z \rightarrow \infty$  результат должен оставаться конечным. Поэтому  $Z_i(x) = J_i(x)$  (функции Бесселя),  $\tilde{Q}(\omega) = \tilde{S}(\omega) = 0$ .

Таким образом, фурье-компонента вектора смещения  $\vec{A}$  имеет вид

$$\vec{A}(\omega) = A(\omega) \frac{\vec{r}}{r^3} (1 + ik_l r) \exp(-ik_l (r - R)) + B(\omega) (\vec{\rho}_0 k_R J_1(k_R \rho) + \vec{z}_0 \chi_l J_0(k_R \rho)) \times \\ \times \exp(-\chi_l (z - h)) + D(\omega) (\vec{\rho}_0 \chi_l J_1(k_R \rho) + \vec{z}_0 k_R J_0(k_R \rho)) \exp(-\chi_l (z - h)) \quad (2),$$

где  $A(\omega) = \tilde{A}(\omega) \cdot \exp(-ik_l R)$ ,  $B(\omega) = \tilde{B}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l h)$ ,  $D(\omega) = \tilde{D}(\omega) \cdot \exp(-\chi_l h)$

Будем считать, что закон изменения во времени избыточного давления, производимого пароплазменным образованием на поверхность сферического сегмента  $r = R$  нам известен:

$$P / r=R = p(t)$$

На поверхности  $z = h$  избыточное (по отношению к давлению в невозмущенной среде) давление в плазменном «факеле» изменяется от  $p(t)$  при  $\rho = r_1$  до 0 при  $\rho \gg r_1$ . Здесь  $\rho$ ,  $\varphi$  – полярный радиус и полярный угол в цилиндрической системе координат; ось  $z$ , как уже

указывалось, направлена вдоль лазерного луча. Поскольку во время экспериментальных исследований датчик давления, как правило, устанавливают на оси процесса, наибольший интерес представляет закон изменения давления на участке плоскости  $\rho \sim r_1$ . Поэтому будем считать, что и на поверхности  $z = h$  временная зависимость давления близка к  $p(t)$ .

В качестве граничных условий зададим условия равновесия границы зоны необратимых деформаций. В этом случае:

на поверхности сферического сегмента  $r = R$   $\sigma_{rr} = -p(t)$ ,  $\sigma_{r\theta} = \sigma_{r\varphi} = 0$ ; на границе  $z = h$   $\sigma_{zz} = p(t)$ ,  $\sigma_{\rho z} = 0$ ,  $\sigma_{z\varphi} = 0$ .

Здесь  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора напряжений,  $r, \theta, \varphi$  – сферические координаты.

Поскольку за пределами сегмента  $R = R(t)$  среда может считаться упругой, для определения связи между компонентами тензоров напряжений и деформаций мы можем воспользоваться законом Гука:

$$\left[ \lambda \left( \frac{\partial A_r}{\partial r} + 2 \frac{A_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{A_\theta}{r} \operatorname{ctg} \theta \right) + 2\mu \frac{\partial A_r}{\partial r} \right]_{r=R(t)} = -p(t),$$

$$\left( \frac{\partial A_\rho}{\partial z} + \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \right)_{z=h(t), \rho=\rho_1(t)} = 0, \quad (3)$$

$$\left[ \lambda \left( \frac{\partial A_\rho}{\partial \rho} + \frac{A_\rho}{\rho} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial A_z}{\partial z} \right]_{z=h(t), \rho=\rho_1(t)} = -p(t).$$

Здесь  $A_i$  – компоненты вектора смещения  $\vec{A}$  в сферической и цилиндрической системах координат,  $\lambda, \mu$  – коэффициенты Ламе,

Подставляя выражения для  $A_i$ , полученные из уравнения (2), в систему (3) получим для каждого момента времени  $t$  систему алгебраических уравнений относительно  $A(\omega, R, d, \rho_1), B(\omega, R, d, \rho_1), C(\omega, R, d, \rho_1)$ . Определив эти коэффициенты, нетрудно рассчитать компоненты вектора упругих деформаций  $\vec{A}(\omega, \vec{r})$  и давление (компоненту тензора упругих напряжений)  $\sigma_{zz}(\omega, R, d)$ . Для получения временной зависимости давления в упругой волне  $\sigma_{zz}(t)$ , проведем обратное преобразование Фурье для  $\delta_{zz}(\omega, R, d)$ . При этом необходимо учитывать, что  $R = R(t), d = d(t), \rho_1 = \rho_1(t)$ , т.е.

$$\sigma_{zz}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, R, d) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, R(t), d(t)) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{zz}(\omega, t) \operatorname{Exp}[i\omega t] d\omega$$



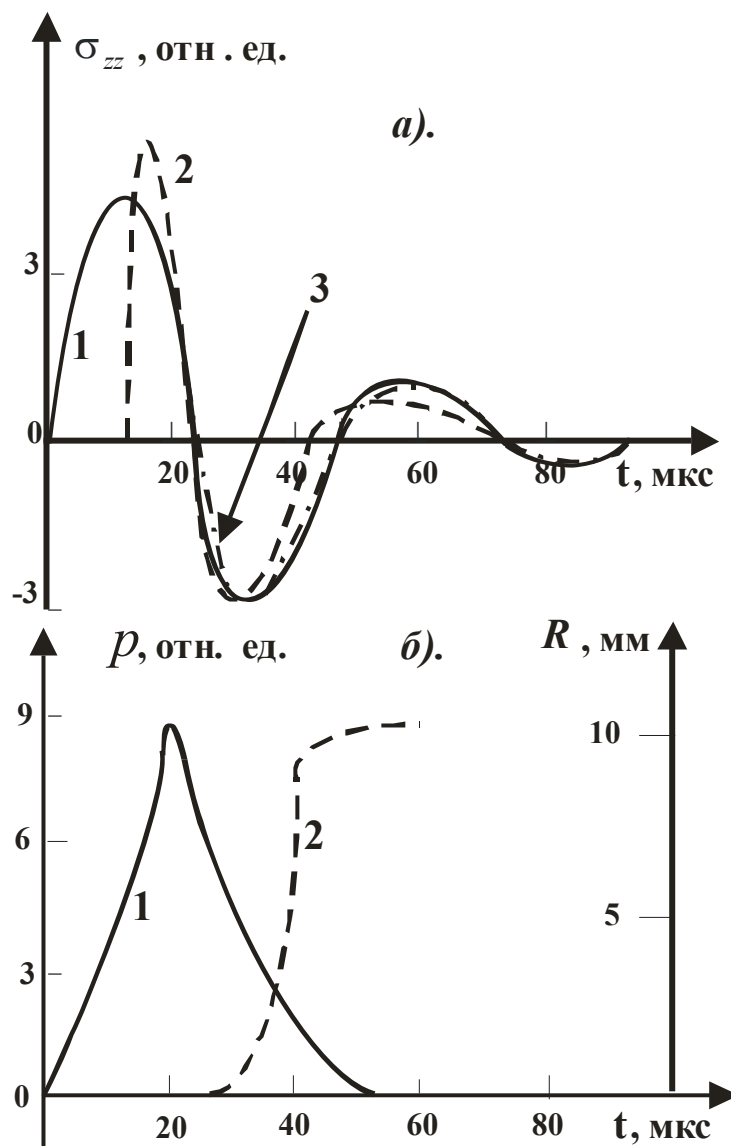


Рисунок 1 – а). Временные зависимости давления в акустической волне при действии лазерного импульса длительностью 20 мкс на образцы из меди: 1 – экспериментально полученная кривая ; 2 – расчет без учета роста кратера в ходе акустической эмиссии; 3 – расчет с учетом роста зоны неупругих деформаций по закону  $R(t) = R_{\max} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)$  при  $t < 0$ ,  $R(t) = R_{\max}$  при  $t > 0$ ;  $\tau_0 = 40$  мкс.

б). 1 – временная зависимость давления в пароплазменном облаке на границе области необратимых деформаций; 2 – зависимость радиуса кривизны зоны неупругих деформаций от времени.

Результаты расчетов первого полупериода зависимости  $\sigma_{zz}(t)$  при различных зависимостях  $R = R(t)$  показали, что наибольшее соответствие с экспериментальными данными получается при зависимости радиуса кривизны кратера от времени вида

$R(t) = R_{\max} \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^2}\right)$  при  $t < 0$ ,  $R(t) = R_{\max}$  при  $t > 0$ . В частности, в условиях эксперимента

[5] наилучшее соответствие достигается при времени роста кратера  $\tau_0 = 40$  мкс.

Как видно из рисунка, учет зависимости радиуса кривизны от времени позволяет получить результаты, значительно лучше согласующиеся данными эксперимента, в том числе и для первого полупериода осцилляций давления в упругой волне. Существенно, что рост кратера, обусловленный воздействием лазерного факела на медный образец, продолжается в течение 40 – 50 мкс, что хорошо согласуется с временем существования плазменного образования вблизи мишени (~ 50 мкс [5]). Таким образом, зарегистрировав акустическую волну, эмитируемую при действии импульсного лазерного излучения на твердое тело и добившись в ходе математического эксперимента наилучшего совпадения данных эксперимента и расчета с использованием модели нагруженной области с перемещающимися границами, излучающей акустические волны в упругую среду, можно определить закон временного роста зоны необратимых деформаций на поверхности обрабатываемой мишени.

Выводы:

1. Модель нагруженной области, излучающей акустические волны в упругую среду, может быть модернизирована для учета акустической эмиссии в ходе роста зоны необратимых изменений на поверхности образца, подвергающегося лазерной обработке. Для этого достаточно учесть реальный закон изменения во времени роста давления в пароплазменном облаке, формирующемся на границе области, подвергающейся лазерно-плазменному воздействию, и реальный закон роста зоны разрушения вплоть до достижения максимальных значений параметров  $\rho_{1\max}$ ,  $d_{\max}$  и  $R_{\max}$ .

2. Время роста зоны разрушения для медного образца в условиях эксперимента [5] составляет примерно 40 мкс, что согласуется с временем существования плазменного образования у поверхности мишени, подвергающейся лазерно-плазменной обработке (~ 50 мкс [5]).

3. Использование модели нагруженной области с перемещающимися границами, излучающей акустические волны в упругую среду, позволяет решить важную практическую задачу – определить закон временного роста зоны необратимых деформаций на поверхности образца, подвергающегося импульсной лазерно-плазменной обработке.

Литература.

1. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю., Манькин Э.А.. Акустические процессы, инициированные воздействием лазерного излучения на поверхность твердого тела. // Поверхность. Физика, химия, механика – 1987. - №12. – С. 147 – 150.

2. Васильев С. В., Иванов А.Ю., Недолугов В. И. Динамика роста кратера и формирования упругих волн при действии на поверхность прозрачного диэлектрика миллисекундного лазерного импульса // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21, № 4 – С. 324 – 328.

3. Иванов, А.Ю. Акустическая диагностика процесса лазерной обработки материалов / А.Ю.Иванов. – Гродно: ГрГУ, 2007. – 280 с.

4. Быковский Ю.А., Иванов А.Ю.. Влияние временной эволюции очага лазерного пробоя в прозрачных диэлектриках на акустические характеристики пробоя. // Квантовая электроника. 1989. – Т. 16, № 2. – С. 308 – 310.

5. Барихин Б. А., Иванов А.Ю., Недолугов В. И. Скоростная голографическая киносъемка лазерной плазмы // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17, № 11 – С. 1477 – 1480.

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ АБЛЯЦИИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК  
ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ**

<sup>1</sup>Центр физических наук и технологий, проспект Саванорю, 231, LT-02300, Вильнюс, Литва  
aldement@ktl.mii.lt

<sup>2</sup>Вильнюсский технический университет им. Гедиминаса, Саулякю ал. 11, LT-10223,  
Вильнюс, Литва

Двухтемпературная модель (2ТМ) уже более сорока лет используется для описания взаимодействия лазерного излучения с металлами [1-3]. Переход к нанометровым размерам областей и фемтосекундным длительностям воздействия требует более внимательного рассмотрения процессов теплопередачи [4]. В связи с этим представляет интерес модификации классического закона Фурье о переносе тепла и использование модифицированной 2ТМ с учетом конечности времен релаксации для электронной и фононной подсистем (см. [4,5] и цитированную в них литературу). Лишь в последнее время необходимость такого подхода начинает получать признание и в новейших монографиях [6,7].

Полное описание удаления (абляции) части материала в результате воздействия короткого лазерного импульса материалов должно включать в себя описание целого ряда взаимосвязанных процессов, в том числе динамику расширяющегося плазменного факела [1-8]. Однако для оценки количества удаленного материала и глубины удаленного слоя металла достаточно использовать более простые критерии, основанные обычно на достижении определенных температур (разделения фаз, фазового взрыва, сегментации и тому подобных механизмов [3,9-11]), близких к критическим для данного вещества. Следует отметить, что подобные упрощенные критерии абляции в последнее время применяются и для определения глубины абляции полупроводников и диэлектриков [12].

В данной работе на основе численных расчетов модифицированной одномерной 2ТМ

$$C_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{\partial q_e}{\partial z} - \Gamma(T_e, T_l) + \alpha_a (1-R) I(r, z=0, t) f(t) e^{-\alpha_b z}, \quad (1a)$$

$$\tau_e \frac{\partial q_e}{\partial t} + q_e = -K_e(T_e, T_l) \frac{\partial T_l}{\partial z}, \quad (1б)$$

$$C_l(T_e, T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = -\frac{\partial q_l}{\partial z} + \Gamma(T_e, T_l), \quad (1в)$$

$$\tau_l \frac{\partial q_l}{\partial t} + q_l = -K_l(T_e, T_l) \frac{\partial T_l}{\partial z}. \quad (1г)$$

проведен детальный анализ эволюции электронной и ионной температур в тонких пленках золота на диэлектрических подложках для режимов облучения лазерными импульсами с длительностью от десятков фс до десятков пс включительно с учетом температурной зависимости параметров пленок, их толщины и краевых условий. В уравнениях системы (1)

введены обозначения:  $C_e(T_e, T_l)$  и  $C_l(T_e, T_l)$  - теплоемкости электронного газа и решетки (единицы объема),  $K_e(T_e, T_l)$  и  $K_l(T_e, T_l)$  - электронная и решеточная теплопроводности,  $\Gamma(T_e, T_l)$  - скорость обмена энергиями между электронной и решеточной подсистемами обычно полагается пропорциональной разности локальных равновесных температур электронов  $T_e$  и решетки  $T_l$  ( $\Gamma(T_e, T_l) = \gamma(T_e - T_l)$ ), где коэффициент пропорциональности  $\gamma$  также зависит сложным образом от температур,  $\tau_e$  и  $\tau_l$  - времена релаксации модифицированной 2ТМ,  $q_e$  и  $q_l$  - тепловые потоки. Как обычно, предполагается, что лазерное излучение поглощается металлом в соответствии с законом Ламберта – Бэра, дополнительно учтено также, что возможно более глубокое проникновение электронов за счет их сдувания сильной волной. В уравнении (1в) через теплоемкость учитывался процесс плавления материала. Система уравнений (1) решалась при граничных условиях, в которых учитывались излучательные потери по закону Стефана-Больцмана для обеих подсистем.

Прежде всего нами исследована временная эволюция температур при плотностях энергии лазерного излучения меньших пороговых плотностей энергии абляции, когда не происходит удаления материала мишени. В качестве модельной мишени были выбраны тонкие слои золота, нанесенные на прозрачные диэлектрические подложки с малой теплопроводностью. Такой выбор обусловлен в основном тем, что для золота с большей достоверностью известны теплофизические параметры, которые приведены, например, в [13,14]. Отметим, что полученные в работах [15,16] аналитические оценки температур в приповерхностном слое металлов и введенное время установления теплового равновесия, которые воспроизводятся без должной оценки во многих последующих работах и монографиях (см. например, [3,17]), не учитывают влияния теплопроводностей. В этом случае электронная температура всегда превышает температуру решетки и лишь стремится к ней асимптотически (рис. 1, слева). В этом случае можно ввести время установления теплового равновесия. Следует отметить, что решеточной теплопроводностью пренебрегают (без достаточного на то основания) в абсолютном большинстве работ (см. например, [9-12, 15-17]). Однако проведенные численные расчеты показывают, что высокая электронная теплопроводность может в определенных условиях приводить к таким ситуациям (рис. 1, справа), когда температура электронной подсистемы в результате быстрого теплоотвода от нагретых до высоких электронных температур наружных областей пленки может становиться ниже температуры решетки даже при учете весьма высокой ее теплопроводности. Отметим, что нам неизвестно работ, в которых обращалось бы внимание на такую возможность. Так в недавней работе [18], специально посвященной расчетам времен релаксации температур (хотя они никак

не определены) в зависимости от параметров лазерных импульсов и пленок о такой возможности не сообщается. Отметим, что на графиках рис. 1 температуры нормированы на 1000 К, время - на 1 пс, а координата  $z$  - на 10 нм. Видно, что учет теплопроводностей на порядок уменьшает температуры поверхности и увеличивает на порядок глубины прогрева.

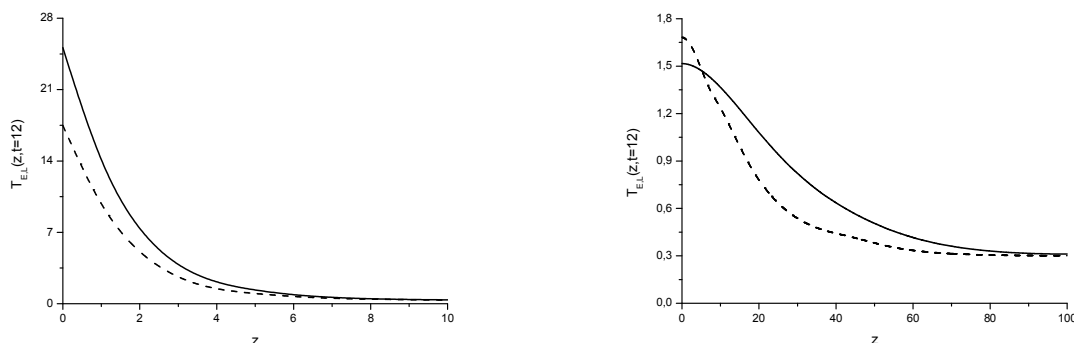


Рис. 1. Распределение электронной (сплошные линии) и решеточной (пунктирные линии) температур без учета (слева) и при учете (справа) теплопроводностей подсистем.

Следующий вопрос, который также требует особого обсуждения, заключается в обоснованности весьма распространенного мнения о меньшей области теплового воздействия фемтосекундных импульсов по сравнению с пикосекундными. Проведенные расчеты распределения температур вглубь пленки для импульсов разной длительности с одной и той же плотностью энергии показывают, что глубина проплавления золотой пленки одинакова для импульсов с длительностью от 100 фс до 10 пс и определяется в основном временем передачи энергии от электронов к решетке. Следует отметить, что из-за сильных зависимостей практически всех используемых параметров от температур электронов и решетки учет времен релаксации, к сожалению, затушевывается и, проявляясь на временной эволюции температур (см. например, [7] и цитированную там литературу), относительно мало сказывается на их величине после установления теплового равновесия. Кроме того, в настоящее время еще нет согласия в интерпретации этих времен и, тем более, в величине их численных значений. Поэтому в большинстве расчетов нами полагалось, что  $\tau_e = \tau_l = 0$ .

Параметрический учет поперечного распределения интенсивности излучения позволяет найти форму кратера и зону теплового воздействия импульсов различной длительности и формы импульса с одной и той же плотностью энергии. Из расчетов следует, что пороги и глубина абляции, определяемая по обсужденным выше критериям, весьма сильно зависят от толщины пленок и слабо зависят от длительности импульсов. Так, например, для пленки толщиной 250 нм и импульса с гауссовым поперечным распределением и длительностью меньше 1 пс и плотностью энергии в центре пучка  $0,6 \text{ Дж/см}^2$  область расплава уже после 50 пс

заполняет практически весь освещенный объем пленки, в то время как область с температурой близкой к критической расширяется и после 100 пс, а граница разделения фаз достигает максимальных размеров около 75 пс и после этого начинает уже уменьшаться. На основе проведенных расчетов полагаем, что экспериментам лучше соответствует критерий абляции, требующий достижения температур близких к критическим. Развитый метод анализа пригоден и для других металлов с известными тепловыми параметрами, и поэтому представляет интерес для оптимизации режимов их обработки.

#### Литература:

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. - Москва, 1970.
2. Anisimov S.I. Ablation of metals with femtosecond laser pulses // In: International trends in applied optics, Ed. A.H. Guenther. - SPIE Press, 2002. - P. 45-66.
3. Булгаков А.В., Булгакова Н.М., Бураков И.М. и др. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество. – Новосибирск, 2009.
4. Greffet J.-J. Laws of Macroscopic Heat Transfer and Their Limits. In: Microscale and Nanoscale Heat Transfer, Ed. S. Volz. - Springer, 2007. - P. 1-13.
5. Čiegis R., Dement'ev A., Jankevičiūtė G. Numerical analysis of hyperbolic two-temperature model // Lithuanian Math. J. - 2008 - V.48, No.1. – P. 46-60.
6. Hüttner B. Femtosecond Laser Pulse Interactions with Metals. In: The Theory of Laser Materials processing: Heat and Mass Transfer in Modern Technology, Ed. J. Dowden. - Springer, 2009. P. 315-337.
7. Grigoropoulos C.P. Transport in Laser Microfabrication: Fundamentals and Applications. CUP, 2009.
8. Schou J., Amoruso S. and Lunney J.G. Plume dynamics. In: Laser ablation and its applications. Ed. C.Phipps. - Springer, 2007. - P. 67-95.
9. Cheng C. and Xu X. Mechanisms of decomposition of metal during femtosecond laser ablation // Phys. Rev. B. – 2005 –V.72, 165415.
10. Wu B., Shin Y.C. A simple model for high fluence ultra short pulsed laser metal ablation // Appl Surf. Sci. -2007 – V.253. - P. 4079-4084.
11. Cheng J., Perrie W., Wu B., Tao S., Edwadsen S.P., Dearden G., Watkins K.G. Ablation mechanism study on metallic materials with a 10 ps laser under high fluence // Appl Surf. Sci. – 2009 –V.255. – P. 8171-8175.
12. Wu B., Shin Y.C. A simplified predictive model for high-fluence ultra-short pulsed laser ablation of semiconductors and dielectrics // Appl Surface Science. -2009 – V.255. - P. 4996-5002.
13. Chowdhury I.H., Xu X. Heat transfer in femtosecond laser processing of metal // Numer. Heat transfer, Part A: Applications. – 2003 –V.44, No.3. – P.219-232.
14. Christensen B.H., Vestentoft K., Balling P. Short-pulse ablation rates and the two-temperature model // Appl. Surf. Sci. – 2007 – V.253. – P.6347-6352.
15. Chichkov B.N., Momma C., Nolte S., von Alvensleben F., Tünnermann A. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids // Appl. Phys. A. – 1996 – V.63. – P.109-115.
16. Nolte S., Momma C., Jacobs H., and Tünnermann A., Chichkov B.N., Welleghausen B., and Welling H. Ablation of metals by ultrashort laser pulses // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997 –V.14, No.10. – P.2716-2722.
17. Batani D. Short-pulse laser ablation of materials at intensities: Influence of plasma effects // Laser Part. Beams. – 2010 – V.28, No.2. – P.235-244.
18. Du G., Che F., Yang Q., Si J., Hou X. Ultrafast temperature relaxation evolution in Au film under femtosecond laser pulses irradiation // Opt. Commun. – 2010 – V.283, No.9. – P.1869-1872.

Л.И. Чайковская<sup>1</sup>, А.П. Чайковский<sup>1</sup>, Ф. П. Осипенко<sup>1</sup>, И. В. Самохвалов<sup>2</sup>,  
В. В. Брюханова<sup>2</sup>, Б. В. Кауль<sup>3</sup>

## УЧЕТ ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛОВ В ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЛИДАРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ТОНКИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ ВЕРХНЕГО ЯРУСА

<sup>1</sup> *Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
Lch@light.basnet.by*

<sup>2</sup> *Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, 634050 Томск, Россия*

<sup>3</sup> *Институт оптики атмосферы СО РАН, пр. Академический, 1, 634055 Томск, Россия*

Поляризационные лидары могут измерять высотные профили линейной деполяризации или элементов матрицы обратного рассеяния света (МОРС), дополнительно к мощности сигнала, и тем самым помогать извлекать сведения о форме и ориентации кристаллических частиц дополнительно к сведениям о коэффициенте обратного рассеяния (КОР) или коэффициенте ослабления.

В этой работе мы анализируем данные для параметров кристаллического облака расположенного в тропопаузе и стратосфере, полученные при зондировании атмосферы поляризационным лидаром созданным в ИФ НАН Беларуси. Проводится интерпретация экспериментальных высотных профилей аэрозольного КОР и деполяризации на длине волны 532 нм в предположении что в верхних слоях облака присутствуют ледяные кристаллы - пластины имеющие преимущественную горизонтальную ориентацию. Делаются оценки с целью обоснования этого предположения. Кроме того, в этой работе мы также доказываем с помощью теоретического рассмотрения, что иногда наблюдаемые в лидарном зондировании свойства профилей - увеличение или уменьшение КОР при наоборот уменьшении или увеличении, соответственно, деполяризации, могут быть вызваны нарушениями осевой симметрии геометрии зондирования.

На рисунке 1 представлены высотные профили аэрозольного КОР  $B(z)=B_{\perp}(z)+B_{\parallel}(z)$  и деполяризации  $\delta(z)=B_{\perp}(z)/B_{\parallel}(z)$  (здесь,  $B_{\parallel}(z)$  и  $B_{\perp}(z)$  - параллельно и кросс поляризованные компоненты КОР), полученные 8 октября 2008 года (Минск). Здесь, на высотах от 9 до ~ 12 км наблюдается кристаллическое облако, которое в своей нижней части, 9 – 10,4 км, почти однородно и упрощено может характеризоваться средними значениями  $\bar{B}=0.0015 \text{ км}^{-1}$  и  $\bar{\delta}=0,2$ . Выше 10,4 км, имеет место возрастание  $B(z)$  при значительном падении деполяризации ( $\delta_{\min}=0,07$ ). Для лучшего понимания структуры наблюдаемого облака мы привели на рисунке 2 зависимости от высоты параллельно  $B_{\parallel}(z)$  и кросс  $B_{\perp}(z)$  поляризованных компонент аэрозольного КОР. Здесь же показаны средние значения компонент -  $\bar{B}_{\parallel}=0,00125 \text{ км}^{-1}$  и  $\bar{B}_{\perp}=0,00025 \text{ км}^{-1}$ , определенные по нижней части облака 9 – 10,4 км (см. знаки на Рис. 2).



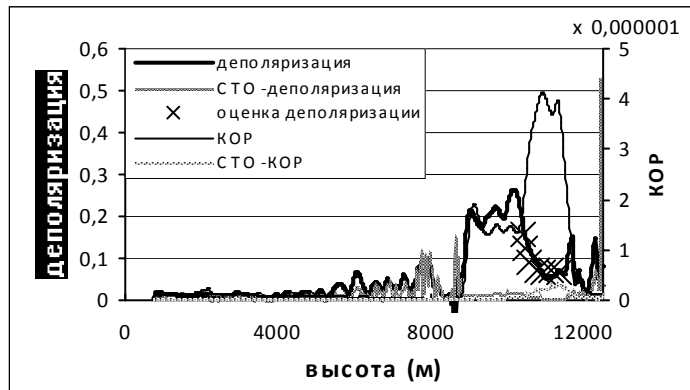


Рисунок 1. Высотные профили деполяризации  $\delta(z)$  и аэрозольного коэффициента обратного рассеяния  $B(z)$  в атмосфере измеренные 8 Октября 2008 (Минск).

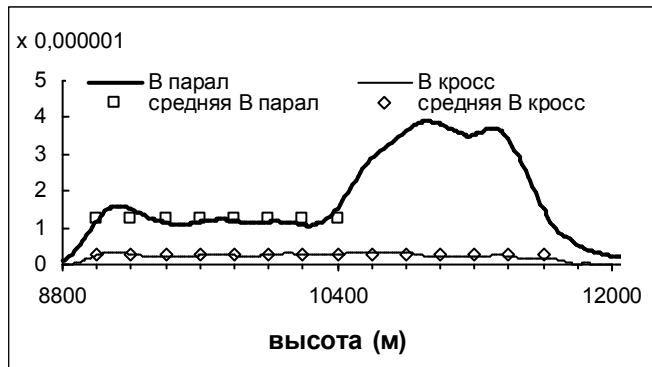


Рисунок 2. Параллельно  $B_{\parallel}(z)$  и кросс  $B_{\perp}(z)$  поляризованные компоненты аэрозольного КОР в зависимости от высоты (линии) и их средние значения, определенные по области 9 – 10,4 км (знаки).

Свойства зависимостей на Рис. 2, именно, квази-постоянство компоненты  $B_{\perp}(z)$  по высоте и сильное увеличение  $B_{\parallel}(z)$  при  $z > 10,4$  км, свидетельствуют о том, что в облаке имеется фракция частиц, которая распределена по всем слоям и частично деполяризуют лидарный сигнал, и другая фракция частиц, которая находится в верхней части облака и не деполяризуют лидарный сигнал. «Поляризующими» частицами могут быть случайно ориентированные ледяные гексагональные пластины (наблюдаемая деполяризация порядка 0,2 в нижней части облака присуща именно таким кристаллам). «Недеполяризующими» частицами могут быть сферические капли. Однако в данном случае кристаллического облака верхнего яруса более вероятно, что верхняя часть облака содержит горизонтально ориентированные и испытывающие дрожание с амплитудой  $\leq 2,5^{\circ}$  кристаллы –пластины, которые вкладывают в сигнал за счет зеркального отражения поляризованного света лазера, происходящего без деполяризации. В пользу этой гипотезы говорит то, что при изучении кристаллического состава высоких облаков в атмосфере путем забора проб кристаллы-пластины часто обнаруживаются в

верхних слоях облаков (см., например, таблицу 3 в [1]). Также отметим, что недавний анализ данных зондирования атмосферы космическим лидаром (на спутнике CALIPSO) выявил аналогичную особенность – низкую деполяризацию при высоком обратном рассеянии, в 40% - 50% случаях наблюдений ледяных облаков [2]. Там, она объясняется именно как результат зеркального отражения лазерного излучения горизонтально ориентированными кристаллами - пластинами в верхних слоях облаков.

Кроме того, ряд наших оценок подтверждает обоснованность принятия этой гипотезы. Прежде всего, с учетом структуры облака (Рис.2), мы получили приближенную формулу для описания уменьшения деполяризации в верхних слоях облака:

$$\delta_{ap}(z) = 0,2/K(z), \quad где \quad K(z) \approx (B_{II}(z) - 0,00125) 0,2/0,00025 + 1, \quad (3)$$

и для проверки сравнили рассчитанную по ней деполяризацию ( $\delta_{ap}(z)$ ) с экспериментальной деполяризацией. Получено хорошее согласие оценки с результатами измерений (см. на Рис. 1 знаки кресты в области  $10,5 < z < 11,5$  км). Далее, мы вычислили коэффициенты ослабления для слоев кристаллического облака и затем аэрозольную оптическую толщину (АОТ) всей атмосферы. В расчетах, для хаотически ориентированных гексагональных пластин, использовалось распределение Хеймсфилда и Плятта по максимальным размерам частиц [1, 3]. Такая модель дает лидарное отношение 29 стер. Для фракции горизонтально ориентированных пластин в верхней части облака, отношение ослабление/обратное рассеяние может быть задано малым:  $\sim 1$  стер., (см., [4]). Полученное значение АОТ атмосферы  $\tau_a \approx 0.15$ , оказалось близким к значению  $\tau_a^{AER} \approx 0.147 \pm 0.013$ , определенному по данным AERONET для времени проведения лидарного эксперимента. При этом, доля вклада отражения горизонтально ориентированными пластинами в оптическую толщину облака составила  $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ , по нашим оценкам. Значения такого порядка типичны для кристаллических облаков [4]. Тот факт, что мы получили хорошее согласие наших оценок с оценками других авторов, доказывает, хотя и косвенно, корректность принятия гипотезы о наличии фракции горизонтально ориентированных кристаллов- пластин в верхних слоях облака.

Проводя теоретические исследования по лидарному зондированию, мы обнаружили еще одну возможную причину уменьшения или увеличения деполяризации при наоборот возрастании или уменьшении, соответственно КОР. Дело в том что обычно формирование лидарного сигнала от атмосферных частиц описывается диагональной матрицей обратного рассеяния света  $\mathbf{V}$  (МОРС). Однако, из теории [5], где известно, что в общем случае

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} a_1 & b & b_3 & b_5 \\ b_1 & a_2 & b_4 & b_6 \\ -b_3 & -b_4 & a_3 & b_2 \\ b_5 & b_6 & -b_2 & a_4 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

и из экспериментальных работ, выполненных в Томском университете на базе наземного лидара, вытекает, что МОРС для ледяных кристаллических облаков может иногда иметь ненулевые недиагональные элементы. Физической причиной ненулевых недиагональных элементов МОРС (больших чем ошибка измерений) является нарушение осевой симметрии распределения несферических ледяных частиц по ориентациям относительно направления зондирования. В частности, под действием горизонтальной силы потока воздуха, распределения частиц могут иметь дополнительное выделенное направление в горизонтальной плоскости. Отклонение направления зондирования от вертикали тоже приводит к нарушению осевой симметрии.

В случае недиагональной МОРС, из (2) имеем:

$$B_{\parallel} \sim (a_1 + 2b_1 + a_2)/2, \quad B_{\perp} \sim (a_1 - a_2)/2, \quad (5)$$

$$B \sim (a_1 + b_1), \quad \delta \sim (a_1 - a_2)/(a_1 + 2b_1 + a_2). \quad (4)$$

Как очевидно, возрастание (уменьшение) недиагонального элемента  $b_1$ , при неизменных значениях диагональных элементов, ведет к увеличению (уменьшению) КОР (см. первое выражение в (4)). При этом наоборот деполаризация  $\delta$  уменьшается (растет) (см. второе выражение в (4)).

Работа выполнена при поддержке Беларуско-Российского Фонда фундаментальных исследований (проекты 054 и 90006).

Наблюдаемая в некоторых лидарных профилях для кристаллических облаков особенность - низкая деполаризация при высоких значениях коэффициента обратного рассеяния, которая иногда интерпретируется как признак присутствия аэрозольных частиц сферической формы, может быть в действительности связана с эффектами ориентации ледяных кристаллов.

Литература

[1] Heymsfield A. J., and C. M. R. Platt, 1984: A parameterization of the particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content, *J. Atmos. Sci.*, **41**, pp. 846-855.

[2] Y. Hu, M. Vaughan, Z. Liu, B. Lin, P. Yang, D. Flittner, B. Hunt, R. Kuehn, J. Huang, D. Wu, S. Rodier, K. Powell, C. Trepte, and D. Winker, 2007: The depolarization – attenuated backscatter relation: CALIPSO lidar measurements vs. theory, *Opt. Express*, **15**, pp. 5327-5332.

[3] Pruppacher H. P., and J. D. Klett, 1980: *Microphysics of clouds and precipitation*, 714 pp., D. Reidel, Norwell, Mass..

[4] Breon F. M., and B. Dubrulle, 2004: Horizontally oriented plates in clouds, *J. Atmos. Sci.* **61**, pp. 2888–2898.

[5] Van de Hulst, H. C., 1961: *Light scattering by small particles*. Wiley, New York, Also Dover, New York.

**АКТИВНЫЕ СУБСТРАТЫ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО  
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ И УСИЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ  
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМОННЫХ ПЛЕНОК СЕРЕБРА**

<sup>1</sup>ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь  
vaskirka@grsu.by

<sup>2</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

Плазмонные пленки серебра (ППС) представляют собой напыленные в вакууме на диэлектрические подложки пленки серебра массовой толщиной около 15 нм и подвергнутые последующему отжигу при температурах 240-350°C. На поверхности таких пленок в островках и зернах серебра, формируемых в результате отжига, под действием света возбуждаются локализованные поверхностные плазмоны (ЛПП). Благодаря этому свойству ППС используются для эффективного усиления сигнала вторичного излучения адсорбированных на их поверхности молекул. Возможность технологически варьировать размеры шероховатостей, определяющих оптические свойства пленок, в сочетании с нанесением диэлектрических чередующихся слоев полиэлектролитов открывает новые перспективы использования подобных субстратов для применения в спектроскопии ГКР и УПФ.

Несмотря на отсутствие периодичности структуры, характерной для фотонных и плазмонных кристаллов, плазмонная пленка обладает рядом уникальных свойств, как в усилении электромагнитного поля, так и в селективности этого эффекта на некотором наборе частот в пределах полосы плазмонных осцилляций, как это было показано ранее [1].

Целью данной работы является сравнение эффективности возбуждения вторичного свечения флуорофора, осажденного на ППС и стеклянную подложку в зависимости от морфологии пленки, толщины промежуточного диэлектрического слоя, состояния поляризации и угла падения возбуждающего излучения.

ППС были получены методом напыления металла на диэлектрические подложки в вакуумном посту ВУП-5. При напылении в рабочей камере ВУП-5 поддерживалось давление  $10^{-5}$  Торр. В качестве субстратов для напыления использовались кварцевые подложки (кварц КВ) размером 12x24x1,2 мм, изготовленные на заводе «Оптик» (г. Лида, Беларусь). Серебро (чистота 99,99%, «Sigma») в клинообразных проволочных навесках диаметром 0,2-0,4 мм и массой до 5 мг помещалось в тигель для последующего испарения. Термический отжиг пленок, осажденных на кварцевые подложки, производился в термостатированной муфельной печи на воздухе. После каждой стадии отжига пленки охлаждались до комнатной температуры, после чего осуществлялась запись их оптических спектров и АСМ-изображений поверхности.

В качестве флуорофора использовался митоксантрон – МИТ– (1,4-дигидрокси-5,8-бис-{{[2-(2-гидроксиэтил)-амино]этил} амино}-9,10-антрацендион дигидрохлорид) (рис. 1а). Для контролируемого размещения молекул МИТ на фиксированных расстояниях от поверхности кварца и ППС были использованы интерфейсные диэлектрические слои полиэлектролитов (ПЭ), полученные методом послойного осаждения анионного ПЭ (полистиролсульфонат (ПСС) с  $M=70000$  г/моль, рис. 1б) и катионного ПЭ (полидиаллилдиметиламмонияхлорид (ПДАДМАХ) с  $M=200000$  г/моль, рис. 1в). Толщина каждого слоя ПЭ составляет 1,2-1,4 нм [2].

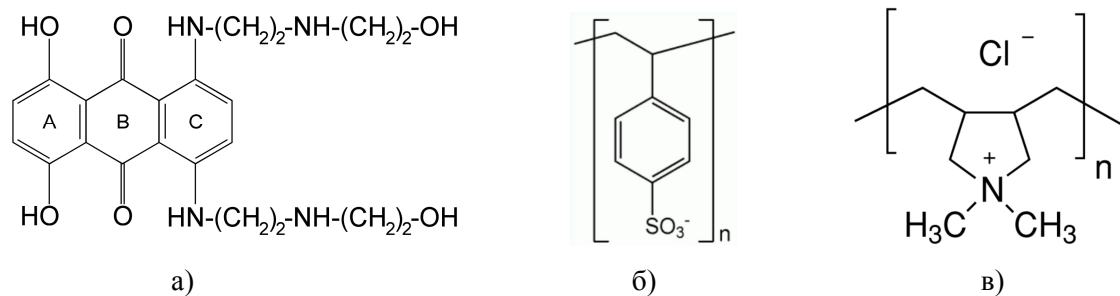


Рис 1.

Спектры оптической плотности (ОП) ППС регистрировались с помощью спектрофотометра Specord-200 (Йена, Германия). Спектры вторичного свечения митоксантрона регистрировались с помощью КР спектрометра ДФС-52 (Сакт-Петербург, Россия). В качестве возбуждения использовалось излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 632,8 нм.

Традиционно в качестве параметра шероховатости наноструктурированных поверхностей используется так называемый фактор формы: отношение средних видимых размеров островков в плоскости подложки к детектируемой высоте островков. По данным АСМ для используемых ППС фактор формы составляет примерно 1:1. Спектры ОП ППС при различных состояниях поляризации падающего света представлены на рис. 2.

Две полосы, имеющиеся в спектре ОП ППС, представляют собой полосы резонансного возбуждения поперечных (коротковолновый максимум на 352 нм) и продольных (длинноволновый максимум на 445 нм) мод ЛПП. Необходимо отметить, что при угле падения равном 0° спектры ОП для *s*- и *p*-поляризованного падающего света совпадают, так в обоих случаях колебания вектора  $\vec{E}$  происходят в латеральной плоскости (плоскости подложки). При увеличении угла падения света максимум ЛПП на 445 нм для *s*-поляризации становится оптически более плотным, а для *p*-поляризации, наоборот, менее плотным. Зависимость же максимума ОП от угла падения на 352 нм иная: и при *s*- и при *p*-поляризации максимум становится выше, причем для *p*-поляризованного света это возрастание существеннее. Это свидетельствует о возбуждении в ППС именно локализованных плазмонов (ЛПП), а не поверхностных плазмонов (ПП) или поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), так как *s*-

поляризованный свет может возбудить только ЛПП. При увеличении угла падения проекция вектора электрической напряженности поля падающей световой волны с  $p$ -поляризацией  $\vec{E}_p$  увеличивается в плоскости, перпендикулярной поверхности подложки и уменьшается в латеральной плоскости, что четко отслеживается по спектрам ОП для  $p$ -поляризованного света: поперечный коротковолновой резонанс возрастает, а продольный длинноволновой – убывает.

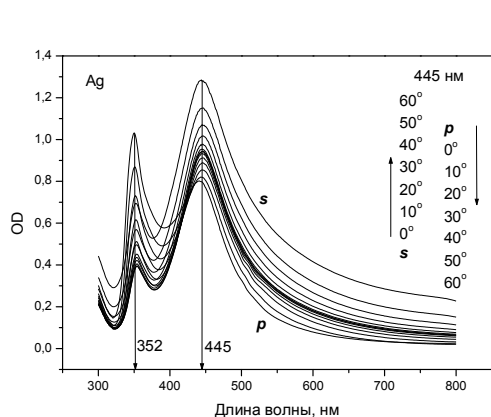


Рис. 2.

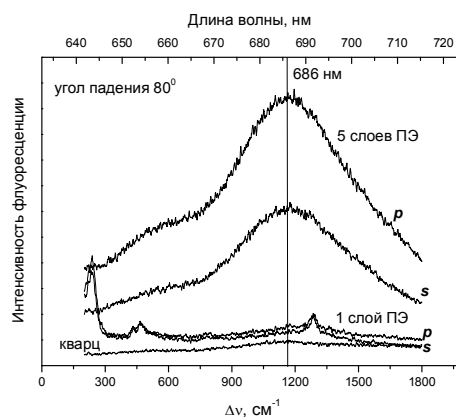


Рис. 3.

На рис. 3 представлены некоторые типичные спектры вторичного свечения МИТ, полученные с использованием ППС с нанесенными интерфейсными слоями ПЭ при угле падения возбуждающего излучения  $80^\circ$ . Молекулы флуорофора наносились (согласно технологии) с последним – первым и пятым – слоем ПЭ. Таким образом, молекулы МИТ находились на расстоянии 1,2 нм и 6 нм соответственно от серебряной поверхности. Состояние поляризации ( $s$  или  $p$ ) возбуждающего лазерного излучения указаны на рисунке.

Отметим, что рассматриваемые эффекты связаны исключительно с возможностью возбуждения ЛПП в наноструктурных шероховатостях сфероидальной формы плазмонных металлических пленок, так как сигнал вторичного излучения МИТ, находящегося на различных расстояниях от поверхности кварца, практически не отличается и не зависит от состояния поляризации падающего излучения. Исключается также какое бы то ни было химическое сродство между молекулами митоксантрона и серебром в силу наличия для всех исследуемых образцов интерфейсных слоев ПЭ между молекулами флуорофора и металлом.

Общей закономерностью наблюдаемых спектров вторичного свечения является факт более эффективного усиления сигнала флуоресценции при использовании  $p$ -поляризованного, чем при использовании  $s$ -поляризованного возбуждающего лазерного излучения.

Так, с увеличением угла падения возбуждающего излучения сигнал в максимуме флуоресценции монотонно убывает, демонстрируя при этом некоторый минимум

интенсивности при угле падения около  $80^\circ$ , для обоих состояний поляризации падающего света. Следует иметь в виду, что в наноструктурированных серебряных субстратах эффективно возбуждаются как продольные, так и поперечные ЛПП, в отличие от золотых субстратов. Если же эффективность возбуждения определяется вкладом исключительно изменяющейся проекцией волнового вектора  $\vec{k}$  падающего излучения, то проекция момента импульса падающих фотонов растет в плоскости подложки (продольное направление) и уменьшается в перпендикулярно подложке (поперечное направление). Действительно, при почти скользящем по образцу возбуждении, когда угол падения достигает  $80^\circ$ , интенсивность вторичного свечения достигает минимума, так как проекция  $\vec{k}$  падающего излучения в поперечном направлении минимальна. Эти данные убедительно показывают, что в усиление вторичного свечения флуорофора, находящегося вблизи ППС, основной вклад дают так называемые поперечные локализованные плазмоны. Фактор формы, оценка которого указана выше на основании обработки АСМ изображений свидетельствует о том, что для сфероидоподобных в плоскости островков, действительно, высока вероятность возбуждения поперечных локализованных плазмонов.

Изучены свойства ППС по усилению сигнала вторичного излучения молекул. Обнаружено, что наибольшего значения сигнал УПФ достигает на расстояниях около  $6\div 7$  нм от поверхности серебра при углах падения около  $55^\circ$ . При этих условиях коэффициент усиления флуоресценции МИТ при  $p$ -поляризованном возбуждении равен 18. Установлено, что происходит возбуждение преимущественно поперечных локализованных плазмонов в наноструктурных элементах поверхности серебра.

#### Литература

1. Стрекаль Н.Д. Селективное возбуждение усиленного поверхностью вторичного свечения биомолекул субстратами на основе толстых пленок золота / Стрекаль Н.Д. [и др.] // Оптика и спектроскопия – 2000. – Т.89, № 6. – С.954–957.
2. Kulakovich O. Improved method for fluorophore deposition atop a polyelectrolyte spacer for quantitative study of distance-dependent plasmon-assisted luminescence/ Kulakovich O. [et al.] // Nanotechnology. – 2006. – Vol. 17, N 20. – P.5201–5206

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДЛИН ВОЛН**

*<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
astafev@dragon.bas-net.by*

*Белорусский национальный технический университет,  
проспект Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь*

Металлические наночастицы в последнее время активно исследуются различными физико-химическими методами с целью возможного использования их в оптоэлектронике, физической химии, нанобиомедицине и других областях. Среди металлических наночастиц, используемых для этих целей, наибольшее применение нашли частицы из благородных металлов (золото, серебро, платина). Это связано с тем, что указанные металлические наночастицы обладают резкими плазмонными резонансами в диапазоне длин волн 400-800 нм. Эти резонансы могут быть использованы для поглощения и рассеяния лазерных излучений в этом диапазоне длин волн. Сравнительный анализ оптических характеристик указанных наночастиц в настоящее время отсутствует. В то же время именно такой анализ оптических и теплофизических характеристик может позволить выявить наночастицы с наилучшими характеристиками для использования в лазерных и оптических нанотехнологиях.

Выбранные в качестве объектов исследования наночастицы золота, серебра и платины моделировались наносферами с показателями преломления и поглощения, соответствующими длине волны воздействующего излучения: 400 нм, 532 нм и 800 нм [1,2], в воде [3]. Компьютерное моделирование показало, что поглощение наночастиц серебра (рис. 1) превосходит поглощение всех остальных наночастиц при облучении их излучением с длиной волны 400 нм в области малых радиусов частиц ( $5 \leq r_0 < 28$  нм). В максимуме поглощение излучения с длиной волны 400 нм почти в 7 раз выше для серебра, чем поглощение излучения с этой длиной волны наночастицами из золота и платины. Рост размеров наночастиц приводит к тому, что максимальным становится поглощение наночастиц золота, облучаемых излучением с длиной волны 532 нм, во всем остальном интервале рассматриваемых наночастиц ( $r_0 \geq 25$  нм). Поглощение наночастицами серебра излучений с длинами волн 532 и 800 нм мало во всем диапазоне размеров. При облучении излучением с  $\lambda=800$  нм максимальным становится поглощение наночастиц платины.



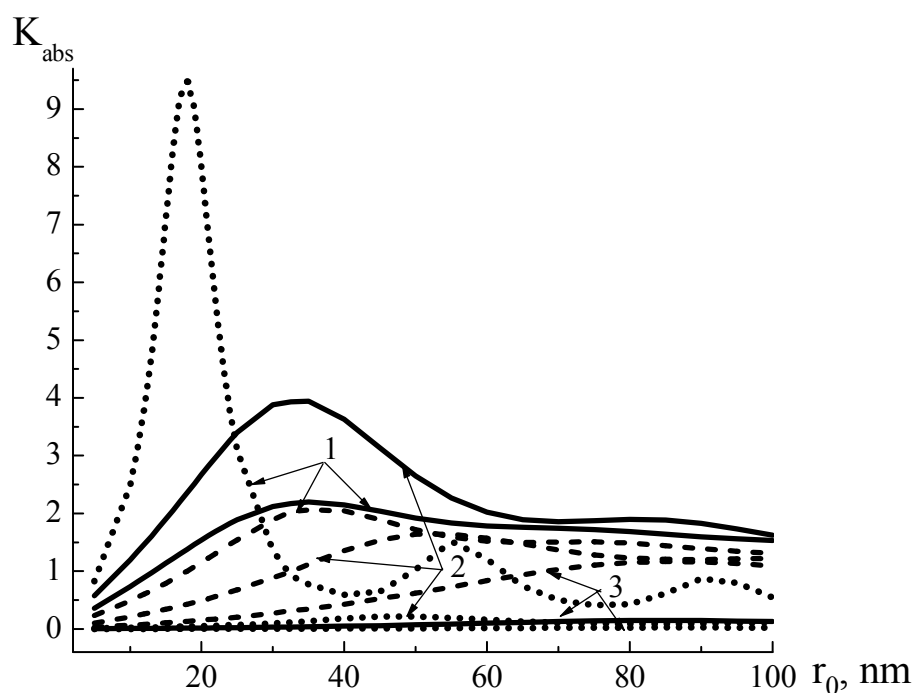


Рис. 1. Поглощение наночастицами золота (сплошные линии), серебра (точечные линии), платины (пунктирные линии) как функции радиусов наночастиц для различных лазерных длин волн: 1 -  $\lambda=400$  нм; 2 -  $\lambda=532$  нм; 3 -  $\lambda=800$  нм.

Рассеяние наночастиц серебра, облучаемых излучением с  $\lambda=400$  нм, является также максимальным во всем интервале размеров частиц. В максимуме рассеяние наночастицами серебра более чем на два порядка превосходит рассеяние остальных наночастиц. В области размеров ( $r_0 > 40$  нм) рассеяние наночастицами серебра при облучении излучением с  $\lambda=532$  нм ставится сопоставимым с рассеянием на длине волны 400 нм. Для всех остальных веществ и длин волн рассеяние значительно ниже. В случае облучения излучением с  $\lambda=800$  нм наибольшим является рассеяние наночастицами золота.

Ослабление лазерного излучения с  $\lambda=400$  нм наночастицами серебра имеет наибольшую величину при  $r_0 < 38$  нм и  $r_0 > 47$  нм. При облучении излучением с  $\lambda=532$  нм ослабление наночастицами золота наибольшее в интервале  $r_0 < 50$  нм и  $r_0 > 73$  нм. Что касается излучения с  $\lambda=800$  нм, то рассеяние его наночастицами из разных рассматриваемых материалов различается не существенно.

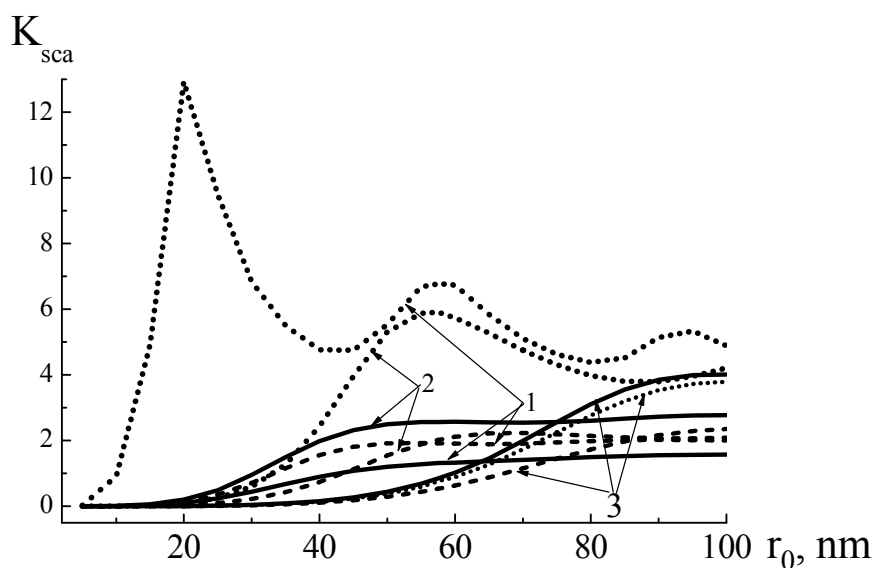


Рис. 2. Рассеяние наночастицами золота (сплошные линии), серебра (точечные линии), платины (пунктирные линии) как функции радиусов наночастиц для различных лазерных длин волн: 1 -  $\lambda=400$  нм; 2 -  $\lambda=532$  нм; 3 -  $\lambda=800$  нм.

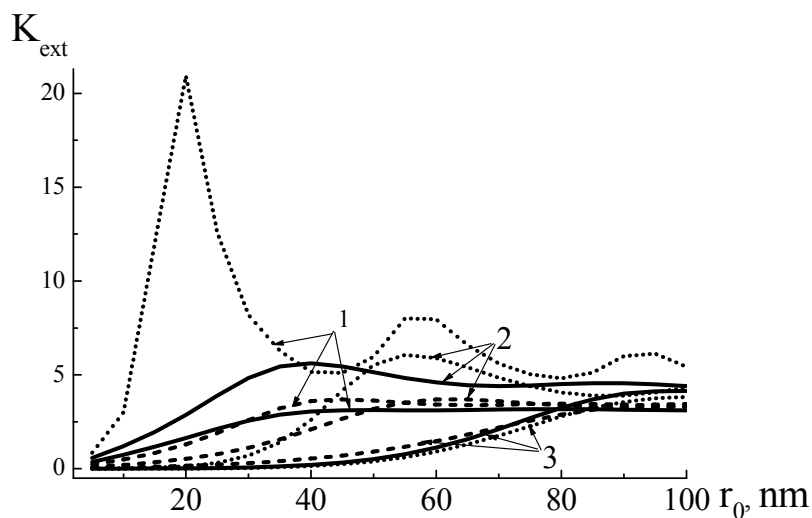


Рис. 3. Ослабление наночастицами золота (сплошные линии), серебра (точечные линии), платины (пунктирные линии) как функции радиусов наночастиц для различных лазерных длин волн: 1 -  $\lambda=400$  нм; 2 -  $\lambda=532$  нм; 3 -  $\lambda=800$  нм.

#### Литература

1. Johnson P.B. and Christy R.W. Optical constants of the noble metals // Phys. Rev. B. – 1972. – V.6. – P. 4370-4378.
2. Palik Edward D. Handbook of optical constants of solids: Academic press. – Boston, 1985.
3. Hale G. and Querry M. Optical constants of water in the 200- $\mu$ m wavelength region // Appl. Opt. – 1973. – V.12, №3. – P. 555-563.

## **ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА НАБЛЮДЕНИЯ С АВТОМАТИЗИРОВАННЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ ПО ДАЛЬНОСТИ**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
проспект Независимости, 68, Минск 220072, Беларусь  
v.gorobets@ifanbel.bas-net.by*

Решение многих практических задач становится возможным по мере достижения требуемого уровня знаний и технологий. Так, например, первые успешные результаты по наблюдению в условиях низкой освещенности (ночью) были получены в середине прошлого столетия [1]. Особую актуальность эта проблема приобрела в ходе Второй мировой войны. Впоследствии решению этой проблемы во всем мире уделялось большое внимание. Затраченные в этом направлении усилия привели к прогрессу. Разработки, первоначально предназначенные в основном для военных целей, были адаптированы для нужд различных силовых ведомств, служб охраны и спасения, задач навигации, любителей ночной охоты и т.д. В настоящее время устройства, основанные на использовании приборов ночного видения (ПНВ), стали вполне доступным потребительским товаром.

Обычно ПНВ работают в пассивном режиме, используя естественное освещение объектов и окружающего пространства. При этом для усиления яркости изображения применяются электронно-оптические преобразователи (ЭОП). Однако использование пассивного режима, несмотря на ряд достоинств (например, скрытность), имеет определенные ограничения. Прежде всего, это касается состояния атмосферы (запыленность, туман, снег, дождь, облачность, дымовые завесы, песчаные бури и т.п.) и наличия высоких световых помех, иногда превышающих рабочий световой диапазон ПНВ на несколько порядков [2]. Для обеспечения эффективного использования ПНВ в условиях пониженной прозрачности атмосферы (естественной или искусственной) и интенсивных световых помех используется активно-импульсный режим работы с лазерной подсветкой [3]. В этом случае объект наблюдения освещается короткими лазерными импульсами в ИК диапазоне спектра и наблюдается в электронно-оптический прибор (ЭОП), снабженный быстродействующим электронным затвором, открывающимся в такт с посылкой световых импульсов на определенное короткое время. Если временная задержка между моментом излучения импульса и моментом открывания затвора равна времени, необходимому для прохождения светом расстояния до объекта и обратно, наблюдатель будет видеть только сам объект и участок пространства, непосредственно его окружающий. Этот метод называется иногда методом стробирования по дальности. При формировании изображения световая помеха (например,

помеха обратного рассеяния от промежуточного слоя тумана) устраняется стробированием фотоприемной системы (импульсным управлением ЭОП). В [2,3] отмечаются следующие преимущества активно-импульсных приборов ночного видения (АИПНВ): возможность работы как при нормальной, так и пониженной прозрачности атмосферы и при воздействии мощных световых помех; распознавание малоконтрастных объектов и обнаружение их по бликам, отраженным от оптических или оптико-электронных средств этих объектов; точное измерение дальности до них. Так, например, в АИПНВ возможно увеличение контраста изображения наблюдаемого объекта в 30-50 раз по сравнению с обычной активной подсветкой за счет отсекающего обратного рассеянного оптической средой излучения и ослабление влияния естественных и искусственных световых помех с кратностью, пропорциональной скважности работы АИПНВ [2].

В последние годы с использованием данного подхода был разработан ряд активно-импульсных оптико-электронных систем видения (АИОЭСВ) [2,3]. В Институте физики НАН Беларуси проведен комплекс экспериментальных и теоретических исследований, в результате



Рис.1 Экспериментальные образцы разработанных систем видения.

которых на основе современной элементной базы созданы экспериментальные образцы АИОЭСВ для различных назначений – безопасного вождения автомобилей, охранных камер, малогабаритных носимых вариантов и мобильных систем дальнего ( $>1$  км) наблюдения [4,5] (рис. 1). Такие системы содержат импульсный лазерный прожектор и приемную систему, включающую стробируемый ЭОП и ПЗС матрицу. Изображение наблюдаемой обстановки выводится на экран монитора. На рис. 2 приведен пример, наглядно демонстрирующий преимущества активно-импульсных систем.

В настоящее время выбор просматриваемого участка (слоя) пространства и его глубины осуществляется вручную. Однако в некоторых случаях ручное управление становится

неэффективным, или в силу ряда причин и вовсе невозможным (движение объектов с большой скоростью, необходимость выполнения других операций и т.д.). Кроме того, возникают ситуации, когда необходимо четко видеть не слой пространства, а всю дистанцию целиком (например, участок дороги длиной 1 км). Поэтому основной целью данной работы являлась разработка способа и устройства автоматизированного формирования четкого (без помех) изображения всей дистанции просматриваемого пространства в реальном масштабе времени [6,7].



Рис. 2. Изображение на экране монитора с лазерной подсветкой в режимах без стробирования (слева) и со стробированием по дальности (справа). Дистанция – 1 км.

Для решения поставленной задачи был разработан метод автоматизированного стробирования по дальности. Например, вся наблюдаемая дистанция разбивается на  $n$  зон. Задается определенная глубина просматриваемого слоя пространства. За время формирования одного кадра ( $1/25$  с) выполняется стробирование по всем зонам заданного участка дистанции. В результате происходит «наложение» изображений от последовательных участков (зон наблюдения), т.е. формируется полная картинка всего просматриваемого пространства путем сложения на экране ЭОП набора изображений. Предусмотрена возможность сбалансированного по освещенности сложения изображений в единую картинку. Изменяя число зон наблюдения и глубину просматриваемых слоев можно добиться оптимального изображения просматриваемого пространства. На основе современной элементной базы разработан соответствующий блок скоростного автоматизированного стробирования и формирования изображения всего просматриваемого пространства. Разработано оригинальное программное обеспечение для сопряжения блока автоматизированного стробирования с другими лазерно-оптическими и электронными блоками систем видения различного функционального назначения (для транспортных средств, охранных камер наблюдения, решения задач МЧС и т.д.) с широкими пределами варьирования длительности лазерных

импульсов, времени открытия ЭОП, частоты следования импульсов, количества зон стробирования.

Разработан метод и создана система видения с автоматизированным стробированием по дальности путем «наложения» изображений от последовательных участков (зон наблюдения) и формирования четкого (без помех) изображения всей дистанции просматриваемого пространства в одном кадре в реальном масштабе времени. На основе современной элементной базы разработан блок скоростного автоматизированного стробирования и формирования изображения всего просматриваемого пространства. Предусмотрена возможность сбалансированного по освещенности сложения изображений в единую картинку. Оптимальное изображение всего просматриваемого пространства достигается варьированием числа зон наблюдения и глубины просматриваемых слоев.

#### Литература

1. Саликов В.Л. Приборы ночного видения: история поколений // Специальная техника. – 2000. – №2. – С.40-48.
2. Давыдов Н.И., Журавлев П.В., Косолапов Г.И., Лепин С.И. Активно-импульсный прибор ночного видения // Оптический журнал. – 2002. – Т.69, №5. – С.85-86.
3. Волков В. Г. Активно-импульсные приборы ночного видения. Специальная техника. – 2002. – №3. С.2-11
4. Горобец В.А., Кунцевич Б.Ф., Петухов В.О., Пучковский И.Н.. Лазерная активно-импульсная система видения // 7 Международная научная конференция «Лазерная физика и оптические технологии» (17 – 19 июня 2008 г., Минск). Сборник научных трудов конференции. Том 2 «Применение лазеров в научных исследованиях и технике. Применение лазеров в биологии и медицине». Минск, 2008. С.161-164.
5. Горобец В.А., Кабанов В.В., Кунцевич Б.Ф., Петухов В.О., Пучковский И.Н., Черников В.С. Активно-импульсная система видения на основе полупроводниковых лазеров. 7-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе», сборник статей, Минск, 2009, С. 120-123.
6. Горобец В.А., Кабанов В.В., Петухов В.О., Кунцевич Б.Ф., Пучковский И.Н. Способ формирования изображения для наблюдения в условиях ограниченной видимости и устройство для его реализации. Заявка на патент РБ u20101552 (2010.10.28).
7. Горобец В.А., Кабанов В.В., Петухов В.О., Кунцевич Б.Ф., Пучковский И.Н. Способ формирования изображения для наблюдения в условиях ограниченной видимости и устройство для его реализации. Заявка на патент РФ 2010147955 (2010.11.24).

С.А. Тихомиров<sup>1</sup>, О.В. Буганов<sup>1</sup>, А.В. Баранов<sup>2</sup>, А.О. Орлова<sup>2</sup>, Д.И. Стаселько<sup>2</sup>.

## ВЛИЯНИЕ ОКРУЖЕНИЯ НА КИНЕТИКУ РЕЛАКСАЦИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A_2B_6$

<sup>1</sup>Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68,  
220072 Минск, Беларусь,  
tikhomirov@imaph.bas-net.by

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики  
и оптики, Биржевая линия, 12, Санкт-Петербург 199034 Россия,  
dmitry@staselko.spb.ru

Уникальные физические свойства полупроводниковых наночастиц вызывают особый интерес благодаря эффектам размерного квантования, приводящим к существенной зависимости их оптических характеристик от размеров и формы [1]. Наибольший практический интерес представляют устройства на основе таких частиц, работающие при комнатных и более высоких температурах. Вместе с тем большая часть исследований квантовых полупроводниковых точек (КПТ) и динамики квантовых переходов в них была выполнена при температурах ниже температуры жидкого азота (77 К), где характерные времена эволюции элементарных возбуждений составляют порядка  $10 \div 100$  пс. Рост температуры образцов приводит к значительному усилению электрон-фононных взаимодействий и сокращению соответствующих времен эволюции, что требует использования техники фемтосекундного флеш-фотолиза. Наряду с этим по мере уменьшения размеров частиц фундаментальное значение приобретает также и взаимодействие КПТ с окружающей средой, важным фактором которого является наличие тех или иных переходных тонких оболочек, регулирующих обменные процессы на границах КПТ [2].

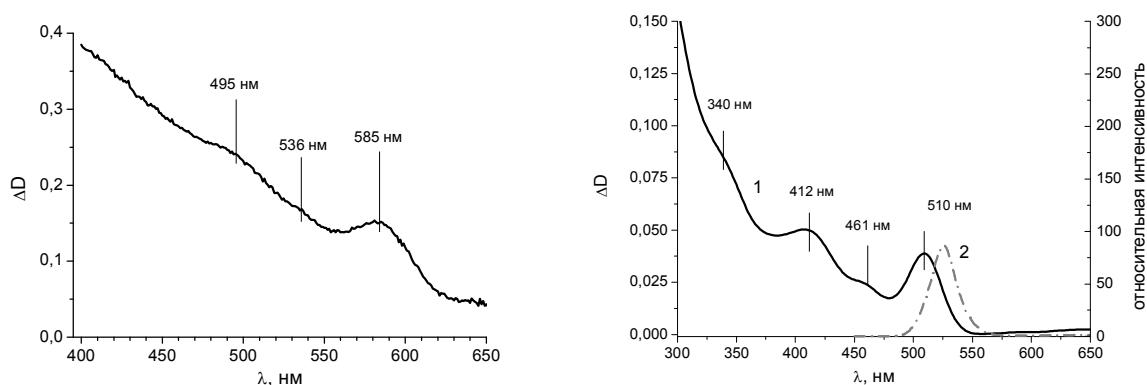


Рис.1 Стационарные спектры поглощения исследуемых образцов: CdSSe в стеклянной матрице (слева), CdSe/ZnS в  $CCl_4$  (справа, 1) и спектр люминесценции CdSe/ZnS в  $CCl_4$  (справа, 2).

В данной работе при комнатной температуре были проведены измерения нестационарных спектров двух схожих объектов при разном окружении: нанокристаллов CdSe/ZnS с диаметром 2,5 нм (длина волны фундаментального перехода 520 нм) в четыреххлористом углероде и нанокристаллов CdSSe в стеклянной матрице (длиной волны перехода 550 нм). Их стационарные спектры поглощения приведены на рис.1. На рис. 2 приведена схема эксперимента. Для возбуждения образцов использовалось излучение второй гармоники фемтосекундного титан-сапфирового лазера ( $\lambda=395$  нм) с длительностью импульсов 150 фс и энергией в импульсе до 50 мкДж. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 150 см, диаметр пучка на образце составлял около 1 мм. Пробный пучок суперконтинуума (400-1200 нм) фокусировался под углом  $12^\circ$  в середину пучка накачки. Диапазон изменения задержек пробного излучения относительно излучения накачки составлял от 2 до 100 пс.

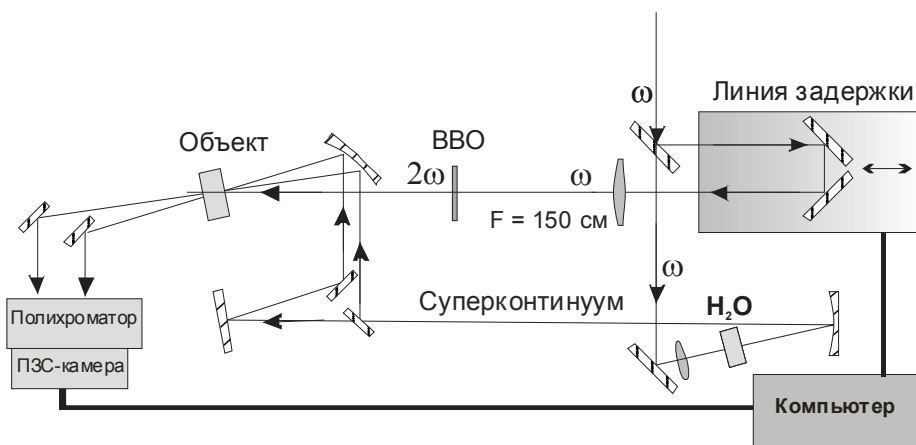


Рис.2 Схема измерительной части фемтосекундного спектрометра

Измеренные на разных временных задержках спектры наведенного поглощения наночастиц в стекле и  $CCl_4$  отличаются наличием в последнем случае сильно выраженной полосы просветления (Рис.3) в спектральной области соответствующей длинноволновому максимуму в стационарном спектре поглощения образца.

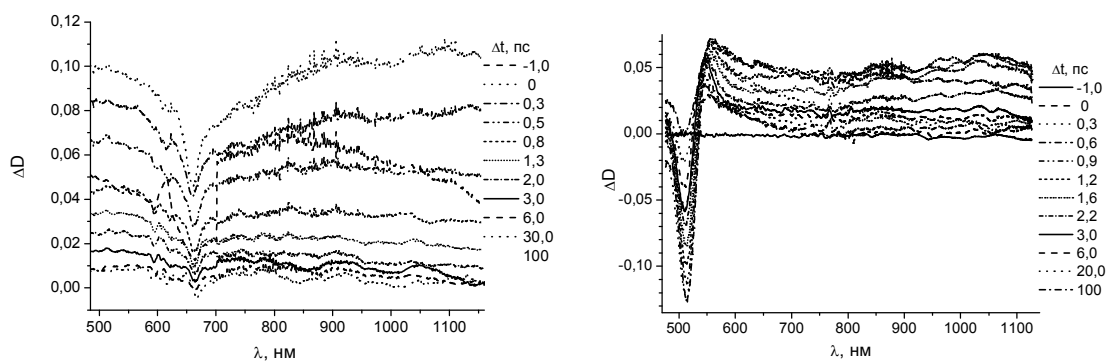


Рис.3 Спектры наведенного поглощения на разных временных задержках наночастиц в стекле (слева) и  $CCl_4$  (справа).



Кинетика наведенных изменений оптической плотности характеризуется быстрым нарастанием за времена, определяемые как аппаратной функцией измерительного комплекса (0,3 пс) так и за более длинный интервал порядка 1 пс. Очевидно, что последнее следует связать уже с инерционностью самих изучаемых процессов. Наиболее короткие времена нарастания наведенного поглощения наблюдались для КПТ в стеклянной матрице, тогда как в случае КПТ в растворе  $\text{CCl}_4$  временной диапазон нарастания сигнала приближается к 1 пс (Рис.4).

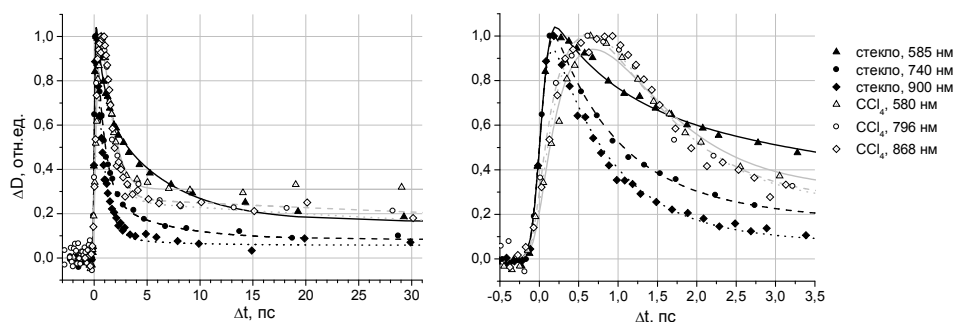


Рис.4 Кинетика наведенного поглощения на разных длинах волн для наночастиц в стекле и  $\text{CCl}_4$  (справа – укрупнен начальный участок).

Результаты подгонки экспериментальных зависимостей функцией вида:

$$f(x) = \int_{-\infty}^x \left[ A_0 + A_1 \exp\left(\frac{t-x}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{t-x}{\tau_2}\right) + A_3 \exp\left(\frac{t-x}{\tau_3}\right) \right] \times \exp\left(-2.77 \left(\frac{t-t_0}{\Delta t}\right)^2\right) dt$$

Таблица: параметры функции, полученные при подгонке.

	CdSe_glass_900nm	CdSe_glass_740nm	CdSe_glass_585nm	CdSe_CCl4_868nm	CdSe_CCl4_796nm	CdSe_CCl4_580nm
$\tau_1$	-	-	-	0.53	0.53	0.51
$\tau_2$	0.8	0.8	0.8	0.73	0.74	0.79
$\tau_3$	6.0	6.0	6.0	72	109	-
$A_1$	-	-	-	-7.04	-5.89	-4.88
$A_2$	1.09	0.94	0.45	6.83	5.895	4.57
$A_3$	0.04	0.20	0.55	0.26	0.27	-
$A_0$	0.06	0.08	0.16	0	0	0.31

приведены в таблице. Анализ полученных результатов показывает, что кинетика наведенных изменений оптической плотности в различных спектральных областях исследованных образцов имеет ряд общих характерных особенностей. В кинетике наведенной оптической плотности можно выделить, по крайней мере, три компоненты, обусловленные процессами внутрizonной релаксации и межзонной рекомбинации. В то же время, обнаруживается весьма существенное влияние окружающей КПТ среды на релаксационные процессы. Действительно, в случае раствора  $\text{CCl}_4$  в кинетике наведенной оптической плотности присутствует нарастающая

экспонента с характеристическим временем  $\sim 0,5$  пс, отсутствующая в случае стеклянной матрицы (см. таблицу). То есть состояние, с которого происходит наведенное поглощение, в случае раствора формируется с некоторой задержкой во времени. Дополнительное подтверждение этому дает сложный характер кинетики наведенной оптической плотности в полосе просветления КПТ в  $CCl_4$  (Рис.5). В этой спектральной области полосы просветления и наведенного поглощения перекрываются и конкурируют при формировании измеряемого изменения оптической плотности. Возникновение наведенного поглощения на эксперименте проявляется в этом случае как исчезновение (ослабление) просветления. Как видно из рис.5, формирование наведенного поглощения происходит не одновременно с просветлением, а с некоторой небольшой задержкой.

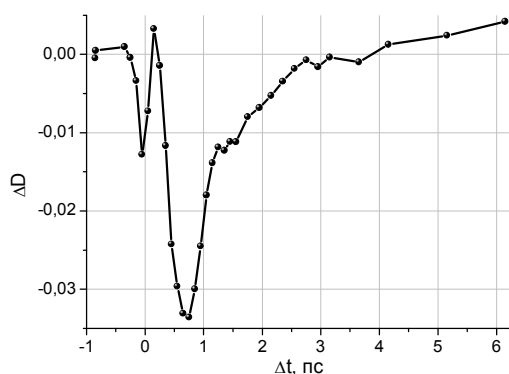


Рис.5 Кинетика наведенного поглощения КПТ в  $CCl_4$  в полосе просветления ( $\lambda=486$ нм)

В кинетике наведенного поглощения в случае стеклянной матрицы регистрируется затухающая компонента с характеристическим временем 6 пс и заметной амплитудой, полностью отсутствующая для КПТ в  $CCl_4$ . Имеются также существенные отличия в длинновременной кинетике. Регистрируемые особенности в динамике релаксационных процессов для исследованных образцов следует связать, по-видимому, с особенностями взаимодействия КПТ с

окружающими их средами - стеклянной матрицей и жидкостью ( $CCl_4$ ), что может сказываться как на характеристиках релаксационных процессов внутри КПТ, так и на возможностях транспорта избыточной энергии возбужденных КПТ в ближайшее окружение.

В работе методами фемтосекундной кинетической спектроскопии исследована динамика нестационарного поглощения квантовых полупроводниковых точек CdSe/ZnS в четыреххлористом углероде и CdSe в стеклянной матрице. Обнаружена существенная зависимость динамики протекания релаксационных процессов в исследуемых КПТ от окружающей их среды, что может быть обусловлено более высокими значениями поляризуемости электронной и ядерной подсистем жидкого раствора по сравнению со стеклянной матрицей.

#### Литература

1. Ekimov AI, Onuschenko AA. Quantum Size Effect in the Optical-Spectra of Semiconductor Micro-Crystals // Soviet Physics Semiconductors – 1982. – V.16. – P. 775–778.
2. X. Brokmann, L. Coolen, J.-P. Hermier, M. Dahan. Emission properties of single CdSe/ZnS quantum dots close to a dielectric interface // Chemical Physics – 2005. V.318, № 1-2. - P.91-98.

**ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ И АЭРОНАВИГАЦИЯ**

*Институт проблем информатики НАН Беларуси, Минск, Беларусь  
alexl@newman.bas-net.by*

**Введение**

Одним из наиболее актуальных направлений развития трехмерного технического зрения является зондирование Земли, без которого невозможно эффективно использовать природные ресурсы, строить и реконструировать жилые и промышленные объекты, предотвращать чрезвычайные ситуации, решать задачи обороны страны.

Простейший вариант трехмерного зондирования – стереофото съемка – позволяет человеку видеть трехмерное изображение Земли [1], но не дает возможность создать цифровую трехмерную модель, так как современные программы не позволяют отождествить произвольные точки стереопары. Система, состоящая из радионавигатора GPS и лазерного локатора, установленного на летательном аппарате [2, 3], такую возможность предоставляет, но еще далека от требований потенциальных потребителей. Во-первых, современные лазерные локаторы малопроизводительны и их использование требует длительных полетов и больших затрат. Во-вторых, точность определения географических координат объектов, реализуемая данным методом, недостаточна, так как радионавигаторы плохо определяют положение подвижного объекта.

**Цель работы – показать возможность обеспечения требований потребителей, более полно используя возможности лазерной техники, и решить с ее помощью задачи зондирования и аэронавигации.**

Отдельные вопросы этой работы рассматривались ранее [4].

**1. Предлагаемый метод лазерной аэронавигации**

Предлагается решить проблему аэронавигации методом лазерного зондирования, как показано на рис. 1.

Суть метода:

► Лазерный локатор, установленный на летательном аппарате, производит зондирование Земли из точек А, В, С, .... таким образом, чтобы области зондирования перекрывали друг друга.

► Компьютер, получающий информацию от лазерного локатора, формирует математические модели фрагментов поверхности Земли, определяет их общие области и выбирает по одной точке  $O_1, O_2, O_3 \dots$  из каждой такой области. В процессе обработки информации от локатора, вычисляются значения векторов  $O_1A, O_1B, AB, BC$  и так далее.

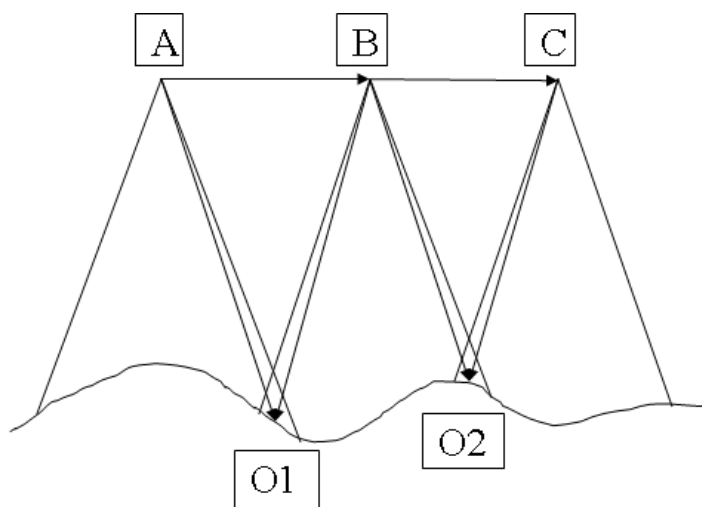
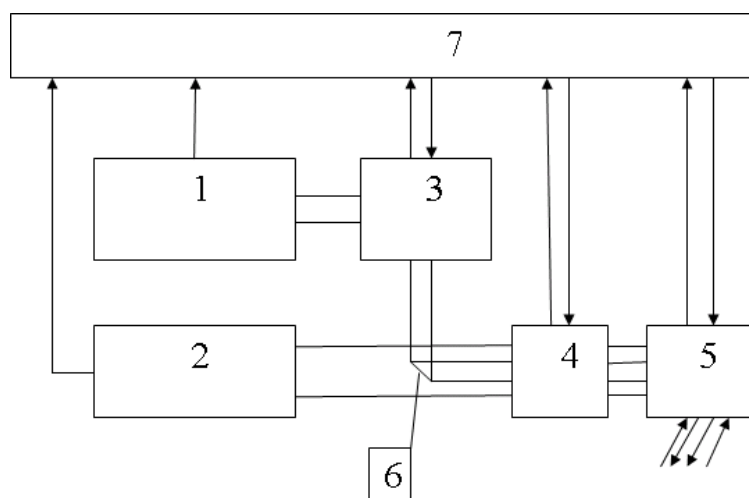


Рис. 1. Аэронавигация методом лазерного зондирования

Предлагаемый метод позволяет определить положение летательного аппарата на любой точке маршрута относительно объекта, координаты которого известны, с точностью, определяемой суммарной ошибкой проведенных измерений. Небольшое усовершенствование описанной методики позволяет определить положение аппарата по всем 6 координатам. Для этого нужно в каждой области пересечения фрагментов задать положения трех точек  $O_{11}, O_{12}, O_{13}$ , что позволит дополнительно определить крен и тангаж.

В настоящее время уже имеются локаторы, которые обеспечивают точность по высоте 5 – 10 см и горизонтальную точность – до 0,02% от высоты, однако их сканирующие системы не позволяют произвести пофрагментное сканирование с перекрытием фрагментов.

## 2. Система лазерного зондирования и аэронавигации



1- Излучатель; 2 – приемная система; 3-5 – дефлектора; 6 – зеркало 7 – компьютер.

Рис. 2. Схема лазерного локатора.

Лазерный локатор, специально предназначенный для пофрагментного сканирования, представлен на рис. 2. Его стандартные блоки – излучатель 1 и приемная система 2 – аналогичны блокам известных устройств [2, 3], а оригинальными являются блок сканирования, состоящий из дефлекторов 3 – 5 и зеркала 6, и программное обеспечение компьютера 7.

### 3. Блок сканирования

Основным узлом блока сканирования, обеспечивающим производительность системы, является резонансный электромеханический дефлектор 5, осуществляющий развертку луча по гармоническому закону в плоскости, перпендикулярной направлению движения летательного аппарата. От своего единственного конкурента, обеспечивающего высокое разрешение сканирования, – вращающегося зеркального многогранника – он отличается более легким подвижным элементом (в тысячи раз), значительным сроком службы (десятки тысяч часов) и малыми биениями оси (порядка одной угловой секунды). В [5] показано, что на базе разработок систем лазерной записи могут быть созданы дефлекторы со скоростью сканирования до 30 млн. дифракционных элементов в секунду. Необходимая скорость сканирования определяется максимальной частотой импульсов современных лазеров, используемых для локации Земли, которая измеряется сотнями кГц, а также необходимостью создать промежутки между точками зондирования. Достаточна скорость сканирования несколько млн. дифракционных элементов в секунду, реализуемая, например, дефлектором с апертурой  $A = 100$  мм, углом сканирования  $\varphi = 60 - 90^\circ$ , разрешением сканирования  $N = 50\,000 - 100\,000$  и рабочей частотой  $F \geq 200$  Гц. Такая скорость позволяет за 1 – 5 секунд сформировать модель фрагмента поверхности земли из нескольких миллионов точек.

Дефлектор 3, как и в системах лазерной записи, обеспечивает параллельность строк, формируемых прямым и обратным ходом луча. Он сканирует относительно узкий пучок на выходе излучателя по пилообразному закону с частотой, равной удвоенной частоте дефлектора 5. Рабочая полоса частот такого дефлектора должна быть порядка 1 кГц, что реализуется использованием пьезокерамического привода [6, 7].

Оригинальным элементом системы является также дефлектор 4, обеспечивающий пофрагментный процесс сканирования, отклоняющий оптический пучок по пилообразному закону с частотой порядка 0,2 - 1 Гц. Так как необходимая полоса частот невелика (несколько Гц), то может быть использован стандартный электромеханический дефлектор с подвижным якорем [8].

Важным элементом блока сканирования являются датчики положения зеркал дефлекторов 4 и 5. Из известных датчиков наиболее перспективен интерферометр на дифракционной решетке, обеспечивающий высокое быстродействие и точность порядка 1 угловой секунды [9].

## **Выводы**

Предлагаемая система позволяет зондировать Землю с точностью, которая удовлетворяет самых требовательных потребителей, обеспечить безаварийный полет на малых высотах и посадку в сложных метеоусловиях.

Предлагается решение двух актуальных проблем – трехмерного зондирования Земли и определения положения летательных аппаратов, основанное на пофрагментной лазерной локации с взаимным перекрытием соседних фрагментов. Достигается точность порядка 5 – 10 см, которая необходима строителям, военным, обеспечивает полет на малых высотах и посадку при сложных метеоусловиях.

### **Литература**

1. Алчинов А.И., Кекелидзе В.Б., Костин В.В., Подловченко А.Б. Краткий обзор методов получения объемного изображения по стереопаре на примере ПО «ЦФС ТАЛКА» // Геопрофи, 2008, № 5, с. 27 – 29.
2. Виспоцкий Л.И., Голобородько Н.Н., Медведев Е.М. Способ формирования цифровой модели рельефа местности и/или ортофотоплана // Патент РФ № 2216711. – 28.03.2002.
3. Медведев Е.М., Данилин И.М., Мельников С.Р. Лазерная локация земли и леса // Красноярск: Ин-т леса СО РАН. – 2007. - 229 с.
4. Кравцов А.А., Леонов А.М. Трехмерное зондирование земли // Четвертый Белорусский космический конгресс. – 2009. – Т. 2. – С. 43 – 46.
5. Larchenko Y., Leonov A., Zhook S. The Scanning beam system for Laser printer // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2383. P. 434 – 438.
6. Erochovets V., Larchenko Y., Leonov A. The speed of on X – Y Piezoceramic light deflector // Telecommunications & radio engineering. 1992. № 6. – P. 133 – 136.
7. Леонов А.М., Кравцов А.А. Дефлектор света // Патент Беларуси № 5807. – 15. 09. 2009.
8. Ларченко Ю.В., Леонов А.М., Жук С.М. Современные сканирующие системы на основе электромагнитных дефлекторов света // Лазер-Информ. 2003. № 9. С. 8 – 12.
9. Kukonin A., Larchenko Y., Leonov A. Interferometrical scanning beam control system for electro-mechanical deflectors // Proc. SPIE. 1994. Vol. 2120. P. 218 -224.

**ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ  
НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МИКРОЛАЗЕР**

*Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси,  
Проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь  
astafev@dragon.bas-net.by*

Оптические процессы в сферических микрорезонаторах, содержащих полупроводниковые нанокристаллы, являются в последнее время предметом активных экспериментальных исследований [1-4]. Для таких микролазеров, как и для обычных лазеров, одной из важных проблем является нагрев активного вещества микрочастицы вследствие преобразования части поглощенной энергии в тепло [4]. Особенностью микролазеров является высокая неоднородность распределения излучения накачки внутри двухслойной микрочастицы, которое сильно зависит от соотношения размеров ядер и толщин полупроводниковых оболочек двухслойных микрорезонаторов. В комбинации с невысокой теплопроводностью материалов ядра и оболочки микрорезонатора, это может привести к появлению высокотемпературных градиентов внутри активной среды микрорезонатора и, как результат, к разрушению вещества микрочастицы. В работе исследовано теоретически нагревание двухслойных микрочастиц с полупроводниковой оболочкой как возможную причину их разрушения в результате теплового воздействия оптического излучения. Согласно статистической теории, на прочность объектов сильно влияет характер тепловых процессов в микрочастице. Поэтому только нагрев до температуры плавления или оптический пробой вещества микрочастицы может вызвать их разрушение. Порог пробоя сапфира, из которого состоит ядро микрорезонатора, может наступить при интенсивности воздействующего излучения порядка  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> [5]. Поскольку порог оптического пробоя сапфира высок и не может быть достигнут при используемых интенсивностях накачки, мы не рассматриваем эту проблему.

Полупроводниковый микролазер описывается сферической двухслойной микрочастицей с концентрически расположенным ядром, в оболочке которой содержатся нанокристаллы полупроводника, которые будут определять оптические свойства оболочки. Установлено, что характер тепловыделения внутри двухслойной микрочастицы с сапфировым ядром и полупроводниковой оболочкой является неоднородным и определяется толщиной оболочки и радиусом ядра. В зависимости от толщины полупроводниковой оболочки области максимальных значений функции тепловых источников располагаются в освещенной и/или теневой полусферах вблизи поверхности частицы и могут на несколько порядков превосходить энергию падающего излучения (Рис. 1). Поэтому нагрев может происходить в

освещенной или теневой полусфере микрочастицы или в обеих полусферах одновременно и зависит от толщины сильно поглощающей оболочки.

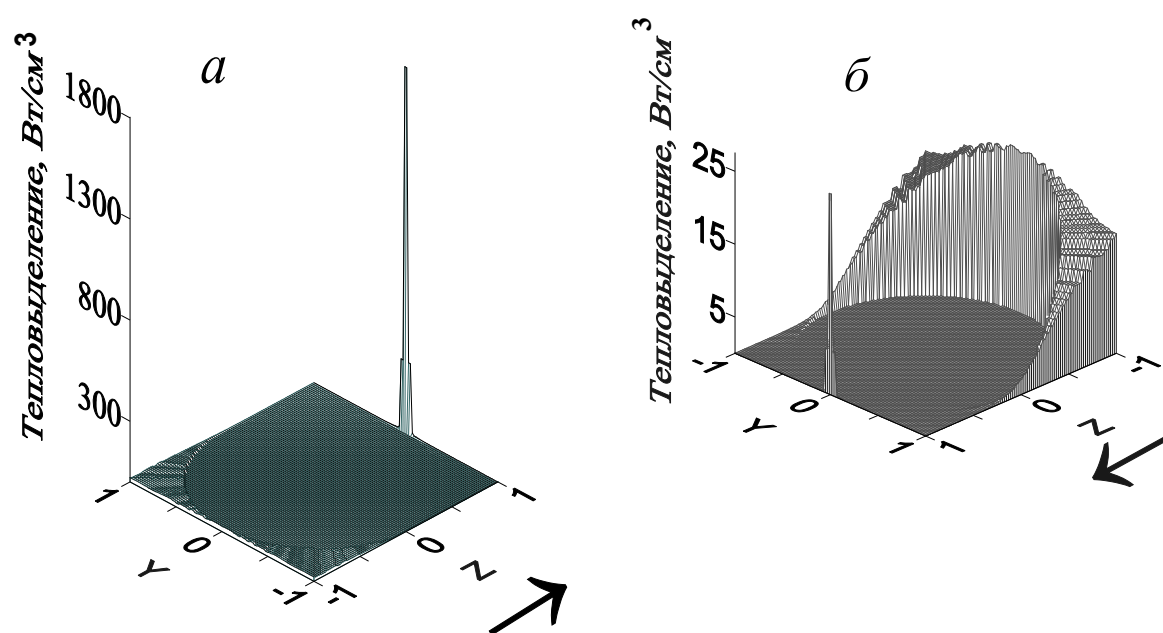


Рис. 1. Распределение электромагнитной энергии в поперечных сечениях двухслойных микросфер с толщинами полупроводниковых оболочек  $\Delta R=50$  нм (а) и  $\Delta R=100$  нм (б). Внешний размер микросферы –  $R_2=13$  мкм. Стрелка показывает направление распространения падающего излучения.

Для проведения моделирования процесса нагрева двухслойной сферической микрочастицы с полупроводниковой оболочкой под действием неполяризованного плоскопараллельного пучка лазерного излучения была разработана компьютерная программа. Численные результаты были получены для случая двухслойных микросфер с ядром из сапфира и полупроводниковой оболочкой, освещенных аргоновым лазером с длиной волны  $\lambda=0,5145$  мкм с интенсивностями излучения  $\sim 100\div 1000$  Вт/см<sup>2</sup>. Начальная температура предполагается равной  $T_0=20$  °С. На этой длине волны комплексные показатели преломления сапфира [6,7]  $m_1=1,798-i10^{-8}$  и полупроводниковой оболочки [8]  $m_2=4,2-i1,6$ .

Результаты компьютерного моделирования показали, что нагрев двухслойных микросфер до момента достижения максимальной температуры  $T_{\max}\approx 1500$  К (это соответствует температуре плавления полупроводника) в любой точке внутри частицы не одинаков и полностью определяется пространственной структурой электромагнитного поля внутри микрочастицы. В случае тонких оболочек (рисунок 2а,  $\Delta R=50$  нм) область максимального нагрева расположена в теневой полусфере частицы и имеет характер острого пика, в освещенной полусфере нагрев не превышает 1000 К. Увеличение толщины оболочки до 100 нм (рисунок 2б) приводит к уменьшению нагрева в теневой полусфере частицы (не более 1100 К) и



увеличению нагрева в освещенной полусфере. При достаточно толстых оболочках нагревается только освещенная полусфера, в теневой полусфере нагрев практически отсутствует.

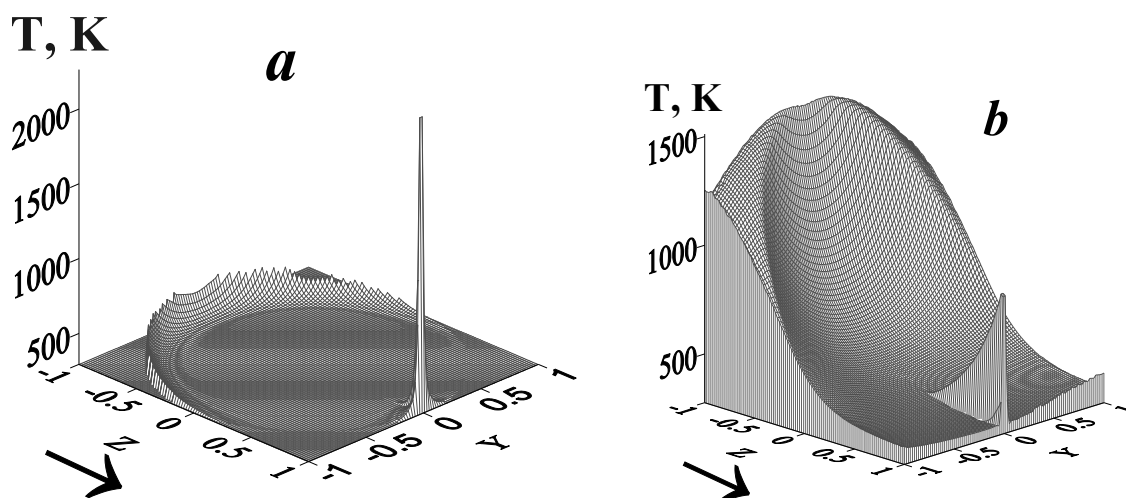


Рис. 2. Распределение температуры в поперечных сечениях двухслойных микросфер с толщинами полупроводниковых оболочек  $\Delta R=50$  нм (а) и  $\Delta R=100$  нм (б). Внешний размер микрочастицы –  $R_2=13$  мкм. Интенсивность падающего излучения  $100 \text{ Вт/см}^2$ .

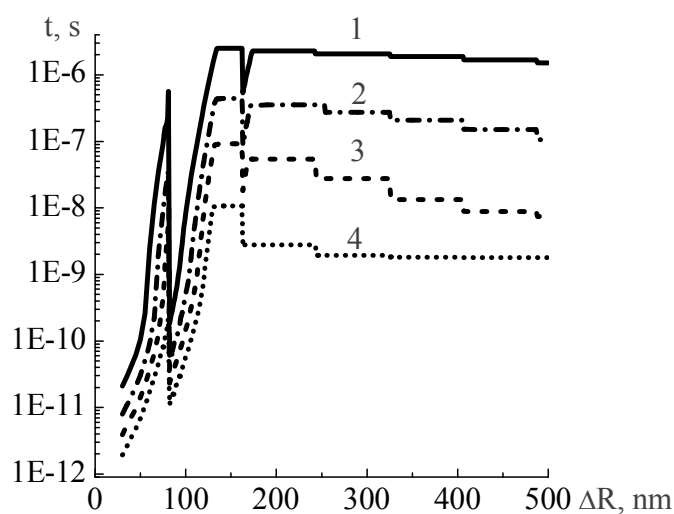


Рис. 3. Времена нагрева двухслойных микрочастиц в зависимости от толщин оболочек  $\Delta R$  для различных значений интенсивности накачки падающего излучения: 1 –  $I_0=100 \text{ Вт/см}^2$ ; 2 –  $I_0=250 \text{ Вт/см}^2$ ; 3 –  $I_0=500 \text{ Вт/см}^2$ ; 4 –  $I_0=1000 \text{ Вт/см}^2$ ;  $\lambda=514$  нм. Внешний радиус двухслойных частиц  $R_2=13$  мкм.

Времена нагрева двухслойных микросфер с сапфировым ядром и полупроводниковой оболочкой при увеличении интенсивности накачки в 10 раз (от  $100 \text{ Вт/см}^2$  до  $1000 \text{ Вт/см}^2$ ) уменьшается при тонких оболочках  $\Delta R \leq 50$  нм в 10÷15 раз. При увеличении толщин оболочек

до 500 нм время нагрева двухслойных микрорезонаторов падает в 100÷1000 раз в зависимости от значения  $\Delta R$ . Причиной такого характера зависимостей является то, что увеличение толщины оболочки в 5 раз (от 100 нм до 500 нм) при малых интенсивностях накачки ( $I_0=100$  нм) приводит к уменьшению времени нагрева всего лишь в 1,5 раза, а при  $I_0=1000$  нм – в 10÷15 раз. При увеличении толщин оболочек время нагрева микросфер уменьшается ступеньками, длина которых зависит от размера частиц. Начиная со второй ступени, ее длина составляет примерно  $\sim 0,01R_2$ . На каждой ступеньке время нагрева при возрастании толщин оболочек изменяется незначительно. Такое изменение времени нагрева вызвано тем, что в освещенной полусфере максимальное тепловыделение практически не изменяется в частицах разных размеров, а тепловыделение в теневой полусфере убывает с большими осцилляциями. Нагрев происходит одновременно в обеих полусферах микрочастицы и сильно зависит от убывающих амплитуд осцилляций тепловыделения в теневой полусфере. При больших толщинах оболочек  $\Delta R > 500$  нм, когда тепловыделение в теневой оболочке будет незначительным, нагрев будет, естественно, определяться только тепловыделением в освещенной оболочке.

Разработанная теоретическая модель преобразования электромагнитного поля двухслойными микрорезонаторами с оболочкой из полупроводниковой наноструктуры показывает, что морфология микрорезонаторов довольно сложным образом влияет на преобразование оптического излучения в модах микролазера, что зависит как от материала, из которого состоят ядра двухслойных частиц, так и от параметров микрорезонатора.

#### Литература

1. Artemyev M.V., Woggon U. Quantum dots in photonic dots // *Applied Physics Letters*. – 2000. – V. 76, No.11. – P. 1353–1355.
2. Fan X., Lonergan M.S., Zhang Y., and Wang H. Enhanced spontaneous emission from semiconductor nanocrystals embedded in whispering gallery optical microcavities // *Phys. Rev. B*. – 2001. – V. 64. – 115310 [5 pages].
3. Rakovich Y.P., Donegan J.F., Gerlach M., Bradley A.L., Connolly T.M., Bolad J.J., Gaponik N., Rogach A. Fine structure of coupled optical modes in photonic molecules // *Phys. Rev. A*. – 2004. V. 70. – 051801 [4 pages].
4. Shopova S.I., Farca G., Rosenberger A.T., Wickramanayake W.M.S., and Kotov N.A. Microsphere whispering-gallery-mode using HgTe quantum dots // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 85. – P. 6101-6103.
5. Srinivasan K., Borselli M., Painter O., Stintz A. and Krishna A. Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots // *Optics Express*. – 2006. – V. 14. – P. 1094-1105.
6. Shopova S.I. Microsphere whispering-gallery-mode using HgTe quantum dots / S.I. Shopova, G. Farca, A.T. Rosenberger, W.M.S. Wickramanayake, and N.A. Kotov // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85, № 25. – P. 6101-6103.
7. Лингарт Ю. К. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. 1. Область полупрозрачности / Ю.К. Лингарт, В.А. Петров, Н.А. Тихонова // *Теплофизика высоких температур*. – 1982. – Т. 20, № 5. – С. 872 – 880.
8. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* / E.D. Palik. – Orlando: Academic Press, inc., 1985. – 804p.

## СОДЕРЖАНИЕ

### Секция 2. Нелинейная оптика и нелинейная спектроскопия

<i>В.В. Кабанов, Е.В. Лебедев, Г.И. Рябцев, А.А. Романенко.</i> НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АКТИВНЫХ И ПАССИВНЫХ ОБЛАСТЯХ МОЩНЫХ InGaAs/AlGaAs ЛИНЕЙК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ	5
<i>В.В. Шепелевич.</i> ВЛИЯНИЕ ОБРАТНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА И ФОТОУПРУГОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ И СВОЙСТВА ГОЛОГРАММ В НЕЛИНЕЙНЫХ КУБИЧЕСКИХ ГИРОТРОПНЫХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ	9
<i>Ю.М. Андреев, В.А. Горобец, В.В. Зувев, Б.Ф. Кунцевич, Г.В. Ланский, А.Н. Морозов, К.А. Кох, В.О. Петухов.</i> ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ 2-ОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ CO <sub>2</sub> -ЛАЗЕРА В НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛАХ	13
<i>С.М.Арабей, С.Сrépin, N.Shafizadeh, W.Chin, J.-P.Galaup, J.G.McCaffrey.</i> СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛАМИ ТЕТРАБЕНЗОПОРФИНА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МАТРИЦЕ АЗОТА	17
<i>М.В. Ермоленко.</i> ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЕРХБЫСТРОГО ПОЛНОСТЬЮ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА НА 1,5 МКМ	21
<i>В.В. Станкевич, М.В. Ермоленко, О.В. Буганов, С.А. Тихомиров, С.В. Гапоненко, П.И. Кузнецов.</i> ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ОТ ТОЛЩИНЫ НЕЛИНЕЙНОГО СЛОЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ZnSe/ZnS	25
<i>В.А. Савва.</i> МЕТОД КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ: ДИНАМИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	29
<i>М.В. Сельвич, В.В.Шепелевич.</i> ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОДНОМЕРНЫХ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СВЕРХУЗКИХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ	33
<i>А.В. Агаишков.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТИ СХЕМЫ ВЫРОЖДЕННОГО ВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ С ДВУМЯ ПОПУТНЫМИ ПУЧКАМИ НАКАЧКИ	37
<i>В.И. Дашкевич, В.А. Орлович, П.А. Апанасевич, Г.И. Тимофеева, А.П. Шкадаревич.</i> О ПОВЫШЕНИИ НАДЕЖНОСТИ БЕЗОПАСНОГО ДЛЯ ГЛАЗ КОЛЬЦЕВОГО ПГС НА КРИСТАЛЛАХ КТР	42
<i>В.А. Лисинецкий, Х. Ри, С. Шрадер, Г.Й. Эйхлер, В.А. Орлович.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГА ГЕНЕРАЦИИ ВКР В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ	46
<i>В.А. Лисинецкий, Х. Ри, С. Шрадер, Г.Й. Эйхлер, В.А. Орлович.</i> ЭФФЕКТИВНЫЙ НИЗКОПОРОГОВЫЙ ВКР ЛАЗЕР	50
<i>Г.Т.Василюк, С.А.Маскевич, В.Ф.Аскирка, А.Е.Герман, А.А.Ярошевич, В.М.Ясинский, В.А.Барачевский, А.О.Айт.</i> ФОТОХРОМИЗМ В КОМПОЗИТНЫХ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ	54

<i>Р.А.Власов, В.М.Волков, Е.В.Докторов, А.А.Станкевич.</i> СТАБИЛИЗАЦИЯ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В СРЕДАХ С ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ	58
<i>О.В. Буганов, А.С. Грабчиков, В.А. Орлович, С.А. Тихомиров.</i> ОСОБЕННОСТИ ВКР ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ КГВ И НИТРАТА БАРИЯ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	63
<i>Ю.М. Андреев, У.А. Вайтулевич, В.А. Горобец, Т.И. Изаак, К.А. Кох, Г.В. Ланский, А.Н. Морозов, В.О. Петухов, В.А. Светличный, В.В. Зуев.</i> ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ КРИСТАЛЛЫ, ВЫРАЩЕННЫЕ ИЗ РАСПЛАВОВ GaSe:AgGaS <sub>2</sub> и GaSe:AgGaSe <sub>2</sub>	68
<i>Д.В. Новицкий.</i> ЗАХВАТ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ИНЕРЦИОННОЙ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ	72
<i>Ю.М. Андреев, В.А. Горобец, В.В. Зуев, К.А. Кох, Г.В. Ланский, А.Н. Морозов, В.О. Петухов, А.В. Шайдуко.</i> ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ CO <sub>2</sub> -ЛАЗЕРОВ В МОДИФИЦИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ GaSe	76
<i>Т.Ш. Эфендиев, В.М. Катаркевич, А.Н. Рубинов.</i> ДИФРАКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ В ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОМ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОМ НАНОКОМПОЗИТЕ	80
<i>Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов, А.А.Афанасьев, Т.Н.Смирнова.</i> ДИНАМИЧЕСКОЕ САМОУСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ В САМОПРОЯВЛЯЮЩЕМСЯ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКОМ НАНОКОМПОЗИТЕ	84
<i>В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич.</i> ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ, СФОРМИРОВАННОЙ В НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ	88
<i>В.Н.Навныко, В.В.Шепелевич.</i> СЕЛЕКТИВНОСТЬ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЫ, СФОРМИРОВАННОЙ В НЕЛИНЕЙНОМ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОМ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОГО СРЕЗА	92
<i>В.В. Давыдовская, В.В. Шепелевич.</i> РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУМЕРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНЫХ ПРОФИЛЕЙ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub> и Bi <sub>12</sub> TiO <sub>20</sub>	96
<b>Секция 4. Лазеры, светодиоды и фотоприемники на полупроводниковых гетероструктурах</b>	
<i>В.С. Меркулов, В.Л. Романюк, С.А. Маркевич, В.Ф. Гременок.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛЕНОК Ba <sub>1-x</sub> Sr <sub>x</sub> TiO <sub>3</sub> МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ	101
<i>А. В. Данильчик, Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский.</i> ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ	105

<i>А. В. Данильчик, Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский.</i> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЕРЕГРЕВА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СВЕТОДИОДА В СВЕТОДИОДНЫХ МОДУЛЯХ	109
<i>А. В. Данильчик, Е. В. Луценко, Н. В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г. П. Яблонский.</i> ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ НА ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	113
<i>Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Н. П. Тарасюк, В. З. Зубелевич, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, И. В. Седова, С. В. Гронин, С. В. Иванов.</i> ГЕНЕРАЦИЯ И ВНУТРЕННИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ИЗ ВСТАВОК КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ZnCdSe В ВАРИЗОННЫМ ВОЛНОВОДЕ	115
<i>Е. В. Луценко, А. Г. Войнилович, Н. В. Ржеуцкий, В. Н. Павловский, Е. В. Муравицкая.</i> ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ	117
<i>Н.А. Лойко, И.В. Бабушкин, П.В. Павлов, М. Шульц-Рухтенберг, Т. Акеман.</i> ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ	121
<i>Б.Ф. Кунцевич, В.К. Кононенко.</i> МОДУЛЯЦИОННЫЙ ОТКЛИК ОДНОЧАСТОТНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ, ГЕНЕРИРУЮЩИХ В ОБЛАСТИ 1.5 мкм	125
<i>В.В. Малютина-Бронская, В.Б.Залесский, Т.Р. Леонова, А.М. Поликанин.</i> ФОТОЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ZnO:Tb, ZnO:Er НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ	129
<i>В.Б. Залесский, Г.Л. Зыков, А.К. Есман, В.М. Кравченко, В.К. Кулешов.</i> ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ МНОГОСЛОЙНЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ	133
<i>В.Б. Залесский, Г.Л. Зыков, А.К. Есман, В.К. Кулешов, С.В. Медведев.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ЯЧЕЕК, ОСНОВАННЫХ НА НАНОИНЖЕНЕРИИ МАТЕРИАЛОВ	137
<b>Секция 5. Применения лазеров в научных исследованиях и технике</b>	
<i>Н.А. Немкович, Ю.В. Крученок, А.Н. Собчук, Х. Детерт, В. Шмитт.</i> НОВЫЕ ОЛИГОФЕНИЛЕНВИНИЛЕНА – СОЕДИНЕНИЯ, ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ	142
<i>С.Н.Довыденко.</i> ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В БИИЗОТРОПНЫХ СЛОЯХ	146
<i>А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.В. Панина.</i> ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСА ОТДАЧИ ПРИ ДВУХИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН	150

<i>В. И. Журавлева, Л.Н. Шпаковская, Ю.Е. Анифер.</i> ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЛАКОКРАСОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ	154
<i>В.С. Бураков, Н.В. Тарасенко, А.В. Буцень, М.И. Неделько.</i> ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ И МОДИФИКАЦИЯ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ГАДОЛИНИЙСОДЕРЖАЩИХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОСТИ	158
<i>А. Байдуллаева, В.П. Велещук, А.И.Власенко, В.А.Гнатюк, С.Н.Левицкий, Е.И.Гацкевич, Г.Д.Ивлев.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ В In/CdTe ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	162
<i>В.И. Степура, А.А. Маскевич, С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, В.А. Кузьмицкий, С.А. Кургузенков.</i> ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ И ПОЛЯРНОСТИ РАСТВОРИТЕЛЯ НА ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ СВЕРХБЫСТРЫЙ ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В ТИОФЛАВИНЕ Т	166
<i>М.В.Бельков, В.С.Бураков, В.В.Кирус, С.Н.Райков, Н.В.Тарасенко.</i> ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЧВЫ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОГО НАЗНАЧЕНИЯ	170
<i>А.Л. Толстик, О.Г. Романов, Д.В. Горбач, Л.А. Казак.</i> ФОРМИРОВАНИЕ, СУПЕРПОЗИЦИЯ И НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ	174
<i>О. Н. Третинников, В. В. Пилипенко, С. П. Фирсов.</i> ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРИВИВОЧНАЯ ПОЛИМЕРИЗАЦИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ	178
<i>Н.А. Борисевич, В.А. Поводайло, Е.Е. Целеш, Д.Л. Яковлев.</i> ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТРУКТУРЫ МОЛЕКУЛ ТРИМЕТИЛ[(3-ИНДОЛ)ЭТОКСИ]СИЛАНА, ОХЛАЖДЕННЫХ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ	182
<i>В.А. Поводайло, Е.Е. Целеш, Д.Л. Яковлев.</i> ВАН-ДЕР-ВААЛЬСОВЫ КОМПЛЕКСЫ КАРБАЗОЛА И ПРОИЗВОДНЫХ ИНДОЛА, ОХЛАЖДЕННЫЕ В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ	187
<i>В.Е.Агабеков, И.В.Воцула, О.А.Дайнеко, В.А.Длугунович, Н.А.Иванова, О.В.Царюк.</i> ЛАЗЕРНАЯ СТОКС-ПОЛЯРИМЕТРИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНОК ПВС, МОДИФИЦИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ И АНТИСТАТИКОМ	191
<i>К.И.Аршинов, М.К.Аршинов, В.В.Невдах.</i> МНОГОЧАСТОТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ГОРЯЧИХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ CO <sub>2</sub> :N <sub>2</sub> С ПОМОЩЬЮ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО CO <sub>2</sub> -ЛАЗЕРА	195
<i>И.В.Воцула, В.А.Длугунович, А.Ю.Жумарь, А.Г.Мащенко, О.В.Царюк, Э.М.Шпилевский.</i> ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНОЙ ПЛЕНКИ (Al <sub>11</sub> -Cu <sub>2</sub> -Fe) <sub>x</sub> C <sub>60</sub> , ОСВЕЩАЕМОЙ СУПЕРГАУССОВЫМ ИЛИ БЕССЕЛЕВЫМ ПУЧКАМИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	199
<i>Г.Д.Ивлев, Е.И. Гацкевич, В.А.Володин, В.А. Зиновьев, Ж.В.Смагина, А.В.Двуреченский.</i> НАНОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ Ge/Si ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ	203

<i>В.Е. Агабеков, И.В. Воцула, И.Ю. Глоба, В.А. Длугунович, Н.А. Иванов, Т.Г. Космачева, О.В. Царюк.</i> РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННОЙ ПЛЕНКОЙ ПВС, СОДЕРЖАЩЕЙ НАНОЧАСТИЦЫ СЕРЕБРА И АНТИСТАТИК	207
<i>А. П. Блохин, В. А.Толкачев.</i> КИНЕТИКА ПРОЦЕССА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ГАЗАХ В УСЛОВИЯХ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ТУШЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ	211
<i>Н.Н. Крук, А.С. Старухин.</i> ДЕЗАКТИВАЦИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОНО- И ДИПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ ПОРФИРИНОВ	216
<i>A. Starukhin, M. Kruk, W. Maes, L. Gladkov, T. H. Ngo , W. Dehaen.</i> FLUORESCENCE LINE NARROWING SPECTRA OF MESO-INDOLO[3,2- <i>b</i> ]CARBAZOLYL-SUBSTITUTED PORPHYRINS	220
<i>А. С. Старухин, Н. Н. Крук, О. Л. Гладкова.</i> ТОНКОСТРУКТУРНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНИРОВАННЫХ ФОРМ ПОРФИНА ПРИ СЕЛЕКТИВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	224
<i>О.В. Буганов, А.Д. Замковец, А.Н. Понявина, В.В.Сапешко, С.А.Тихомиров.</i> ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ Ag/Na <sub>3</sub> AlF <sub>6</sub> ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	228
<i>С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.Д. Широканов, Д.И. Стаселько, А.С. Щеулин, А.Е. Ангервакс, А.И. Рыскин.</i> КИНЕТИКА ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ СОСТОЯНИЯ БИСТАБИЛЬНОГО ЦЕНТРА В КРИСТАЛЛЕ CdF <sub>2</sub> ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	232
<i>Е.А. Ершов-Павлов, В.А. Розанцев, Л.Н. Шпаковская.</i> ЛАЗЕРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЕЩЕСТВА ПРИ АНАЛИЗЕ ОБЪЕКТОВ КРИМИНАЛИСТИЧЕСКОЙ ЭКСПЕРТИЗЫ МЕТОДАМИ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	237
<i>А.Н. Сердюков, С.В. Шалупаев, Ю.В. Никитюк, А.А. Серeda.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА АСИММЕТРИЧНОГО ДВУЛУЧЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ СИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ	241
<i>Л.Г. Астафьева, В.К. Пустовалов.</i> ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДЛИН ВОЛН	245
<i>В.Ф.Аскирка, Н.Д.Стрекаль, С.А.Маскевич.</i> СПЕКТРЫ ГКР И СТРУКТУРА МИТОКСАНТРОНА, АДСОРБИРОВАННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРЯНОГО ЭЛЕКТРОДА	249
<i>С. А. Кореняко, А.М. Леонов, А.Н. Чумаков.</i> ЛАЗЕРНАЯ МАРКИРОВКА ПРОМЫШЛЕННОЙ ПРОДУКЦИИ	253
<i>С.В.Васильев, А.Ю.Иванов, В.А.Лиопо, В.И.Недолугов.</i> МОДИФИКАЦИЯ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ ПРИ ИХ НЕРАЗРУШАЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ	257

<i>Т.Ф. Райченко, И.В. Скорняков, Г.Б. Толсторожнев, А.Я. Гореленко, М.П. Захарич, А.В. Рак.</i> ФОТОСТОЙКОСТЬ ПЕЧАТНЫХ КРАСОК ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИК-СПЕКТРОСКОПИИ	262
<i>Г.В. Кулак, А.Е. Анисимова, П.И. Ропот.</i> ШИРОКОПОЛОСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ СИСТЕМОЙ ВШП В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ	266
<i>А.Ю. Панарин, К.И. Холостов, В.П. Бондаренко, С.Н. Терехов.</i> ГИГАНТСКОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОСЕРЕБРЕННОМ ПОРИСТОМ КРЕМНИИ n- И p-ТИПА ПРОВОДИМОСТИ	270
<i>А.В.Кухто, Э.Э.Колесник, И.Н.Кухто, А.Л.Гурский, Е.В.Луценко, В.Н.Павловский, Г.П.Яблонский.</i> ВЛИЯНИЕ СТРОЕНИЯ МОЛЕКУЛ И СКОРОСТИ НАНЕСЕНИЯ НА ФОТОДЕГРАДАЦИЮ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛИНЕЙНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ ДИФЕНИЛА	274
<i>А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, П.Н. Малевич, А.М. Петренко, П.В.Чекан, А.С. Грабчиков, В.А.Орлович, П.В.Шпак, Г.И.Рябцев, М.В.Богданович, М.А. Щемелев.</i> СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ И РАЗРАБОТОК ПО ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ МИКРОДВИГАТЕЛЯМ	278
<i>Е.С. Воронай, К.Ф.Ермалицкая, Е.П. Барадынцева, Т.П. Куренкова, Т.Ю. Труханович, А.П. Зажогин.</i> АНАЛИЗ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВКЛЮЧЕНИЙ В КОРДОВОЙ СТАЛИ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ СПЕКТРОВ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	282
<i>Е.С. Воронай, К.Ф.Ермалицкая, Е.П. Барадынцева, Т.П. Куренкова, Т.Ю. Труханович, А.П. Зажогин.</i> СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ ЛАТУНИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СТАЛЕЙ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИХ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	286
<i>Е.С. Воронай, А.П. Зажогин, А.Р. Фадаиян.</i> СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ СОДЕРЖАЩИХ ЩЕЛОЧНЫЕ МЕТАЛЛЫ ПРИ ОБРАБОТКЕ ИХ МОЩНЫМИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В АТМОСФЕРЕ ВОЗДУХА	290
<i>Е.С. Воронай, А.П. Зажогин, А.Р. Фадаиян.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРВОГО ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРОЦЕССОВ ПРОБИВКИ МЕТАЛЛОВ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	294
<i>Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, С.Д. Умрейко, А.П. Зажогин, А.И. Комяк.</i> ЛАЗЕРНО-ХИМИЧЕСКОЕ ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ УРАНАТОВ	298
<i>Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, С.Д. Умрейко, А.П. Зажогин, А.И. Комяк.</i> СИНТЕЗ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ СОЕДИНЕНИЙ ЧЕТЫРЕХВАЛЕНТНОГО УРАНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	302
<i>Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, С.Д. Умрейко, А.П. Зажогин, А.И. Комяк.</i> СИНТЕЗ НАНОКЛАСТЕРОВ ОКСИДОВ УРАНА ИЗ НИТРАТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ	



УРАНИЛА ПРИ ЛАЗЕРНОХИМИЧЕСКОМ АКТИВИРОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ	306
<i>А.Б. Сотский, А.В. Кирьянов, В.П. Минкович, И.В. Мельников, О.А. Бельская, Л.И. Сотская.</i> МОДЫ ОБОЛОЧКИ ФОТОННО - КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН	310
<i>А.А. Казак, Е.А.Мельникова, А.Л.Толстик.</i> ДИФРАКЦИОННЫЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ	314
<i>С.В.Васильев, А.Ю.Иванов, А.В.Копыцкий, В.И.Недолугов.</i> ДИНАМИКА РОСТА КРАТЕРА В ХОДЕ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ И ЕЕ ДИАГНОСТИКА	318
<i>А.С. Дементьев, К. Рачкайтис, Р.Чегис, Г. Янкиявичюте.</i> ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ АБЛЯЦИИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ	324
<i>Л.И. Чайковская, А.П. Чайковский, Ф. П. Осипенко, И. В. Самохвалов, В.В. Брюханова, Б. В. Кауль.</i> УЧЕТ ОРИЕНТАЦИИ КРИСТАЛЛОВ В ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЛИДАРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ТОНКИХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ ВЕРХНЕГО ЯРУСА	328
<i>В.Ф.Аскирка, О.С.Кулакович, Н.Д.Стрекаль, С.А.Маскевич.</i> АКТИВНЫЕ СУБСТРАТЫ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ И УСИЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМОННЫХ ПЛЕНОК СЕРЕБРА	332
<i>Л.Г. Астафьева, В.К. Пустовалов.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДЛИН ВОЛН	336
<i>В.А. Горобец, В.В. Кабанов, Б.Ф. Кунцевич, В.О. Петухов, И.Н. Пучковский, Д.В. Шабров.</i> ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА НАБЛЮДЕНИЯ С АВТОМАТИЗИРОВАННЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ ПО ДАЛЬНОСТИ	339
<i>С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.В. Баранов, А.О. Орлова, Д.И. Стаселько.</i> ВЛИЯНИЕ ОКРУЖЕНИЯ НА КИНЕТИКУ РЕЛАКСАЦИИ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A_2B_6$	343
<i>С.А. Кореняко, А.М. Леонов, С.В. Овсянников.</i> ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ И АЭРОНАВИГАЦИЯ	347
<i>Л.Г. Астафьева, Г.П. Леднева.</i> ТЕПЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МИКРОЛАЗЕР	351

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ  
VIII МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ  
КОНФЕРЕНЦИИ**

**ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ**

**МИНСК , 27-30 СЕНТЯБРЯ 2010**

**Том 2**

---

Подписано к печати 31.12.2010 г.  
Тип бумаги – офисная  
Объем: 22,6 печ. л., 18,2 уч.изд.л.  
Заказ №32

Формат: 60x90 1/8  
Печать: ризография  
Тираж 110 экз.

---

Институт физики НАН Беларуси  
220072 Минск, пр. Независимости, 68  
Отпечатано на ризографе Института физики НАН Беларуси

---