

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**Сборник трудов
конференции молодых ученых**

Выпуск 3

**ОПТОИНФОРМАТИКА,
НАНОСИСТЕМЫ И ТЕПЛОТЕХНИКА**



**САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2009**

В издании «Сборник трудов конференции молодых ученых, Выпуск 3. ОПТОИНФОРМАТИКА, НАНОСИСТЕМЫ И ТЕПЛОТЕХНИКА публикуются работы, представленные в рамках VI Всероссийской межвузовской конференции молодых ученых, которая будет проходить 14–17 апреля 2009 года в Санкт-Петербургском государственном университете информационных технологий, механики и оптики.



СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007-2008 годы и успешно реализовал инновационную образовательную программу «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», что позволило выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворять возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях науки. Реализация этой программы создала основу формирования программы дальнейшего развития вуза до 2015 года, включая внедрение современной модели образования.

ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА, НАНОСИСТЕМ И МАТЕРИАЛОВ

УДК: 535.3; 535.4; 535.012.21

ФОРМИРОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ НАНОСТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО УГЛЕРОДА

Е.О. Гавриш

Научный руководитель – к.т.н., доцент Е.А. Коншина

В работе исследуется возможность создания анизотропной текстуры на гладкой поверхности ориентирующей пленки на основе аморфного гидрогенизируемого углерода (а-С:Н) с помощью УФ лазерного излучения. Приводятся экспериментальные зависимости ширины канавок, полученных в результате испарения материала покрытия, от мощности излучения, и результаты исследования с помощью оптической микроскопии поверхности образцов до и после обработки УФ лазерным излучением, а также ориентации жидких кристаллов на обработанной поверхности.

Ключевые слова: аморфный углерод, тонкие пленки, УФ излучение, жидкий кристалл

Совершенствование методов ориентации нематических жидких кристаллов (ЖК) актуально как для развития дисплейных ЖК-технологий [1, 2], так и при разработке активных элементов для телекоммуникационных систем [3]. Для формирования нанотекстуры на гладкой поверхности углеродных конденсатов, полученных разными методами, применяют обработку их поверхности с помощью ионных пучков [4], а также воздействие неполяризованного и поляризованного УФ излучения [2]. Эти методы основаны на удалении слоя материала, что позволяет формировать анизотропию структуры поверхности ориентирующего слоя, необходимую для выравнивания длинных осей молекул ЖК вдоль заданного направления и создания однонаправленной параллельной их ориентации. В качестве источника неполяризованного УФ света используют излучение мощной ртутной лампы, а для создания поляризованного излучения может быть использован УФ лазер.

Целью этой работы было исследование возможности повышения однородности ориентации нематических жидких кристаллов с помощью тонких пленок аморфного гидрогенизированного углерода (а-С:Н) путем создания нанотекстуры на поверхности с помощью УФ лазера.

Ориентирующие слои а-С:Н осаждали, используя метод химического осаждения с помощью плазмы тлеющего разряда на постоянном токе [5]. Слои осаждали из паров ацетона при давлении $4 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. и ионном токе 1 мА на стеклянные подложки, покрытые прозрачным проводящим покрытием, которые являются элементами оптических электроруляемых жидкокристаллических модуляторов.

Для формирования анизотропии поверхности тонких пленок а-С:Н в этой работе был использован УФ лазер ЛГИ-504А с длительностью импульса 6 нс и длиной волны 0,337 мкм. Плотность мощности УФ излучения варьировали, изменяя напряжение накачки лазера и фокусировку пучка. Текстура поверхности создавалась путем перемещения образца, закрепленного на координатном столике, по двум координатам при неподвижном лазерном пучке. В результате такой обработки происходило удаление слоя и образование параллельных канавок.

Исследование изменения ширины канавки при воздействии УФ излучения от мощности излучения показало, что с увеличением мощности ширина канавки увеличивается (кривая 1, рис. 1). При ослаблении излучения с помощью френелевских пластин ширину канавки можно уменьшить до 27–30 мкм (кривая 2, рис. 1).

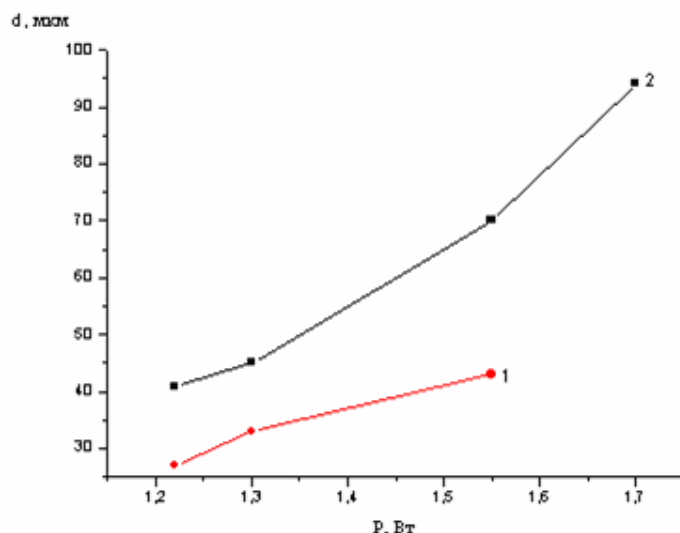


Рис. 1. Зависимость ширины канавки, образующейся в результате воздействия УФ излучения на образец, от мощности излучения (1) и при ослаблении ее с помощью френелевских пластин (2)

Глубину канавки, образующуюся при воздействии лазерного излучения, измеряли при помощи микроинтерферометра МИИ-4. В табл. 1 приведены условия обработки УФ излучением поверхности образцов и глубина канавки, полученная в результате усреднения по трем измерениям каждого образца. Среднеквадратичная ошибка измерений не превышала 10%.

Таблица. Условия обработки поверхности образцов УФ излучением и глубина канавки

№ образца	Ослабление излучения с помощью френелевских пластин	P, Вт	Вид пучка	Глубина канавки, мкм
ЛК-23	максимальное	1,22	сфокусированный	0,64±0,06
ЛК-24	максимальное	1,22	расфокусированный	0,52±0,04
ЛК-26	минимальное	1,55	расфокусированный	0,13±0,01

На рис. 2а, б, в приведены фотографии поверхности образцов после обработки их N₂ лазером, полученные с помощью микроскопа БИОЛАМ с десятикратным увеличением, оснащенного видеокамерой. Как видно на рис. 2а, при мощности 1,22 Вт (сфокусированный пучок) образуются глубокие канавки в результате разрушения не только слоя углерода, но и поликристаллического электродного слоя под ним.

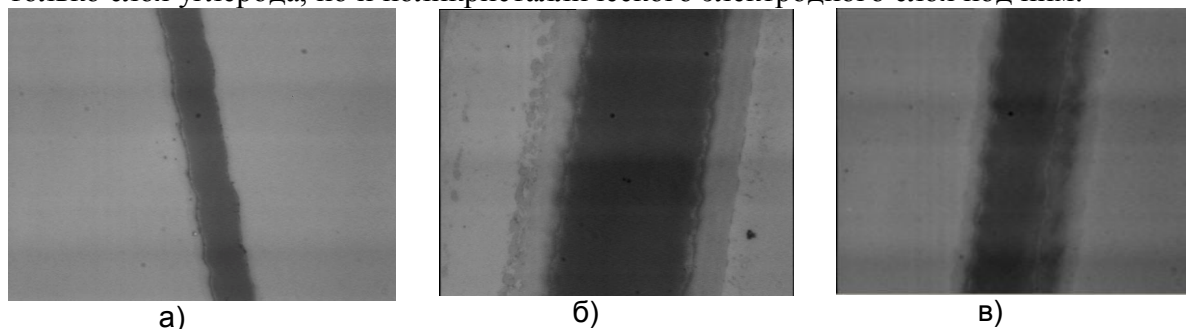


Рис.2. Микрофотографии поверхности образцов, обработанных УФ лазером: а) ячейка ЛК-23, б) ячейка ЛК-24, в) ячейка ЛК-26 (таблица)

При воздействии УФ излучения при мощности 1,22 Вт (сфокусированный пучок) глубина канавки, образующейся в результате съема материала, составила 0,64 мкм (рис. 2а). В ячейке ЛК-24 при воздействии расфокусированным пучком глубина канавки уменьшилась до 0,52 мкм (рис. 2б). Наименьшая глубина съема материала аморфной углеродной пленки, равная 0,13 мкм, была получена у образца ЛК-26 при мощности 1,55 Вт и расфокусированном пучке.

На рис. 3а для сравнения приведена микрофотография однородной параллельной ориентации нематического ЖК на поверхности слоя а-С:Н, осажденного на подложки, расположенные под углом 20° относительно вертикали [3]. Нанотекстура ориентирующей поверхности в этом случае создавалась перед нанесением пленки а-С:Н в результате обработки ее ионами инертного газа Аг, падающими под скользящими углами при наклонном расположении подложек в плазме.

На рис. 3б и 3в приведены микрофотографии ориентации ЖК-1282 (НИОПИК) на поверхности слоев а-С:Н, осажденных на подложки, расположенные горизонтально относительно потока в плазме и обработанные затем с помощью УФ лазера. При исследовании ЖК ячеек, собранных из элементов, обработанных УФ излучением, было обнаружено чередование полос с разной ориентацией. На рис. 3б и 3в можно видеть, что глубокие канавки, образовавшиеся на поверхности в результате воздействия УФ излучения, нарушают однородность параллельной ориентации ЖК. Вдоль канавок молекулы ЖК ориентируются гомеотропно (перпендикулярно поверхности), что свидетельствует об удалении ориентирующего слоя а-С:Н.

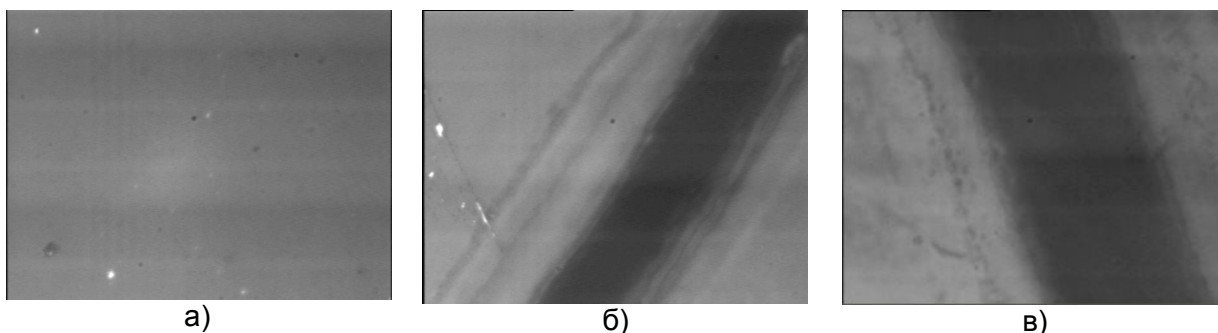


Рис. 3. Микрофотографии ориентации нематического ЖК на поверхностях а-С:Н, полученной в плазме тлеющего разряда: после осаждения (а), после обработки УФ расфокусированным пучком лазера при мощности 1,22 Вт (б) и при мощности 1,55 Вт (в)

При сканировании поверхности исследуемых образцов с помощью азотного лазера глубина полученных канавок составила несколько сотен нанометров, в то время как толщина ориентирующего слоя была около 130 нм. Поэтому в результате испарения удалялся не только ориентирующий слой а-С:Н, но и частично прозрачный проводящий слой на основе окислов индия и олова, что хорошо иллюстрируют рис. 2 и рис. 3.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что для создания нанотекстуры поверхности тонкого ориентирующего слоя с глубиной канавок не более 10 нм, которая необходима для выравнивания молекул нематического ЖК в одном направлении, необходимо оптимизировать режимы обработки. Для уменьшения глубины обработки поверхности и получения рельефа нанометрового размера необходимо использовать оптическую систему, создающую широкий поляризованный пучок УФ излучения с оптимальной мощностью. Для этого может быть использована короткофокусная собирающая линза, которая закрепляется вместо объектива, что дает возможность расширить пучок до сколь угодно большого размера. Другим способом решения данной проблемы является использование УФ лазера с меньшей длительностью импульса, например, фемтосекундного, исходя из того, что при уменьшении

длительности импульса уменьшается глубина прогретого слоя. Полученные результаты способствуют пониманию взаимодействия УФ лазерного излучения с тонкими а-С:Н пленками, а также развитию технологии ориентации жидких кристаллов с их помощью.

Работа выполнялась при поддержке ведущей научной школы по Гранту президента РФ НШ-388.2008.9.

Литература

1. Rho S.J., Lee D.-K. , Baik H.K., e.a. Investigation of the alignment phenomena using a-C:H thin films for liquid crystal alignment materials // *Thin Solid Films.* – 2002. – Vol. 420–421. – P. 259–62.
2. Hwang J.-Y., Jo Y.-M., Seo D.-S., Jang J. Liquid crystal alignment capability by the UV alignment method in a-C:H thin films. *Jap. J. of Appl. Phys. – Part 2: Letters.* – 2003. – Vol. 42. – No 2A. – LL.114–116.
3. Васильев В.Н., Коншина Е.А., Костомаров Д.С., Федоров М.А., Амосова Л.П., Гавриш Е.О. Влияние ориентирующей поверхности и толщины слоя жидкого кристалла на характеристики электроуправляемых оптических модуляторов. *ПЖТФ.* – 2009. (в печати).
4. Park C.-J., Hwang J.-Y., Kang H.-K., Seo D.-S., Ahn H.-J., Kim J.-B., Kim K.-C., Baik H.-K. Liquid crystal alignment effects and electro optical performances of twisted Nematic-Liquid Crystal display using ion-beam alignment method of nitrogen-doped diamond like carbon thin film layer. *Jap. J. of Appl. Phys., Letters.* – 2005. – Vol. 44. – No 3. – PP. 1352–1355.
5. Коншина Е. А. Осаждение пленок а-С:Н в тлеющем разряде на постоянном токе с областью магнетронной плазмы, локализованной вблизи анода. // *ЖТФ.* – 2002. – Т. 72. – Вып. 6. – С. 35–40.

ВЛИЯНИЕ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЙЯНИЕ

А.Е. Курасов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов

Предложена принципиальная схема поиска резонансного состояния двухчастичной задачи. Произведено численное моделирование данной схемы для случая параболической ямы и простейшего потенциала межчастичного взаимодействия. Проанализирована зависимость резонансного состояния от энергии второй частицы.

Ключевые слова: резонанс, двухчастичная задача

Введение

В последнее время приобрели большую популярность исследования в области квантовых компьютеров [1]. Основными направлениями этих изысканий в частности являются различные разработки важных конструктивных частей для разнообразных реализаций квантовых компьютеров, в частности двухкубитовых операций [4–8]. Одним из эффектов, на котором может быть построена двухкубитовая операция, является влияние параметров второй частицы на поведение системы. Данная работа посвящена исследованию влияния межчастичного взаимодействия на резонансное рассеяние.

Схема поиска энергии соответствующей резонансному состоянию

В данной работе широко используется тот факт, что энергия, соответствующая резонансному состоянию, обычно очень близка к энергии, соответствующей локальному минимуму коэффициента отражения в зависимости от энергии частицы. В дальнейшем будет считаться, что разница между этими энергиями пренебрежимо мала. Для поиска коэффициента отражения будет использоваться следующий метод [2]: производится расчет взаимодействия волнового пакета с потенциалом, после чего сравнивается спектральный состав падающей и отраженной волн. Отношение спектральных коэффициентов является коэффициентом отражения для частицы с данной энергией. Для расчета взаимодействия используется численное моделирование нестационарного уравнения Шредингера. Для повышения точности расчета используется схема, предложенная в работе [3].

Описание модели, использовавшейся для расчетов.

В данной работе произведены расчеты для ловушки, состоящей из одномерной ограниченной параболической потенциальной ямы.

$$U = 0 : x < -d$$

$$U = \frac{Ex^2}{d^2} : -d \leq x \leq d,$$

$$U = 0 : x > d$$

где d – полуширина ямы. Частицы считались взаимодействующими только в области ямы, при чем рассматривался дельта-образный потенциал взаимодействия, с энергией равной высоте ямы.

$$U = 0 : x, y < -d; x, y > d$$

$$U = E\delta(x, y) : -d \leq x \leq d; -d \leq y \leq d$$

В качестве начальных пакетов брались волновые пакеты с гауссовым распределением и скоростью, соответствующей частице с энергией, равной высоте ямы. Параметры распределения не оказали влияния на полученные результаты.

Численное моделирование

Обозначим волновое число, соответствующее энергии, равной высоте потенциальной ямы, за k . В случае одночастичной задачи данная система имеет вблизи k два резонанса – $0.9606k$ и $1,0646k$. В данной работе было исследовано влияние межчастичного взаимодействия на волновое число соответствующее второму резонансу. Результаты численных расчетов представлены на рис. 1.

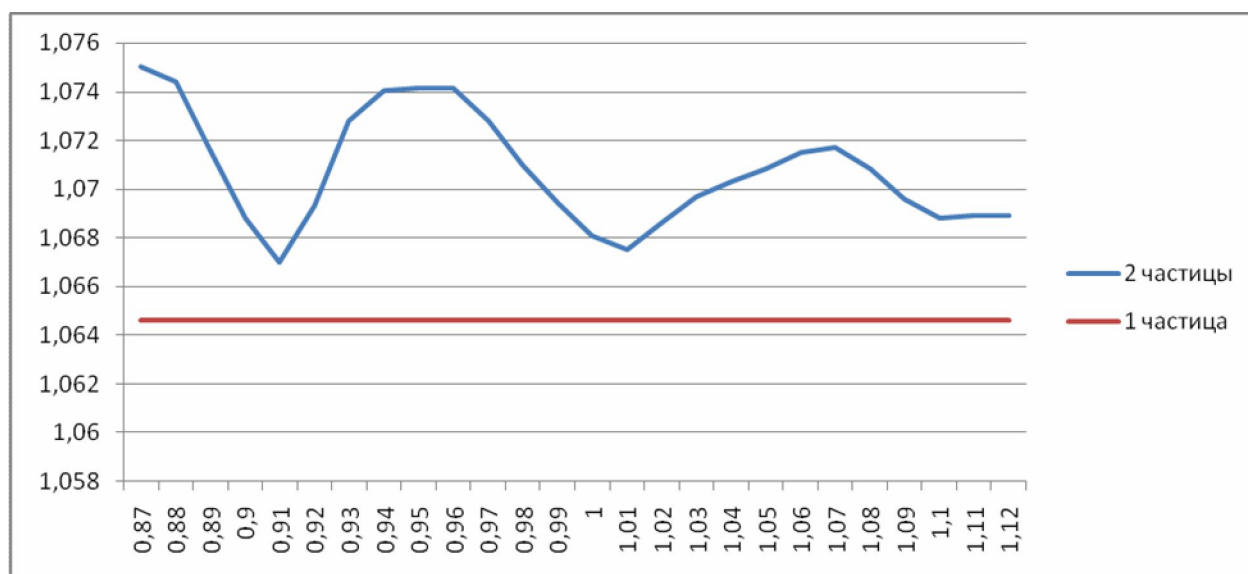


Рис. 1. Зависимость резонанса от волнового числа второй частицы

По оси абсцисс отложено отношение волнового числа второй частицы к k . По оси ординат отложено отношение волнового числа соответствующего резонансу к k .

Из приведенного графика сразу можно сделать несколько выводов:

- зависимость резонанса от энергии второй частицы существует;
- наличие второй частицы сдвигает резонанс в область более высоких энергий;
- зависимость сдвига резонанса от энергии второй частицы имеет вид затухающих колебаний;
- малое изменение энергии второй частицы может привести к сильному сдвигу резонансного состояния.

Стоит отметить, что природа именно такой зависимости резонанса от энергии второй частицы требует дополнительных исследований.

Вывод

Найдена зависимость энергии резонансного состояния от энергии второй частицы для двухчастичной задачи рассеяния. Для моделируемой задачи показано, что эта зависимость имеет вид затухающих колебаний. Обнаруженный эффект может быть использован для выполнения двухкубитовых операций в элементах квантового компьютера.

Литература

1. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Регулярная и хаотическая динамика (РХД). – М.: Ижевск. – 2001. – 350 с.
2. Yiu C., Wang J. Efficient method for calculating the transmission coefficient of two-dimensional quantum wire structures. Journal of Applied Physics. – 1996. – V. 80. – № 7. – PP. 4208–4210.
3. Richardson J. L. Visualizing quantum scattering on the CM-2 supercomputer, Computer Physics Communications. – 1991. – V. 63. – PP. 84–94.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. Ф. Квантовая механика. – М.: Физматгиз. – 1974.
5. Gortinskaya L.V., Popov I.Yu., Tesovskaya E.S. // Proc. of Intern. Seminar 'Day on Diffraction' 2003. St. Petersburg. – 2003. – P. 52.
6. Popov I.Yu., Gortinskaya L.V., Gavrilov M.I., Pestov A.A., Tesovskaya E.S. "Weakly coupled quantum wires and layers as an element of quantum computer" // Int. Conf. "Quantum Physics and Computation", QPC 2005, Dubna. – 2005. – Abstracts. – P. 8.
7. Popov I.Yu., Gortinskaya L.V., Gavrilov M.I., Pestov A.A., Tesovskaya E.S. "Weakly coupled quantum wires and layers as an element of quantum computer" // Письма в ЭЧАЯ. – 2007. – Т. 4. – №2(138). – С.237–243.
8. Gavrilov M.I., Gortinskaya L.V., Pestov A.A., Popov I.Yu., Tesovskaya E.S. "Quantum Algorithms Implementation Using Quantum Wires System" // Proceedings of the ICO Topical Meeting on Optoinformatics Information.

ОДНОМЕРНАЯ ЗАДАЧА РАССЕЯНИЯ НА ПОТЕНЦИАЛЕ С ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

И.С. Лобанов, В.Ю. Лоторейчик

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов

В статье рассматривается одномерный гамильтониан свободной заряженной частицы, возмущенный счетным количеством точечных потенциалов. Потенциалы расположены в точках фрактального множества со структурой самоподобия канторова множества. Для данного оператора численно решается задача рассеяния.

Ключевые слова: задача рассеяния, потенциалы нулевого радиуса, канторово множество

Введение

Исторически впервые потенциалы нулевого радиуса ввели в 1937 году Крониг и Пенни [1] для описания движения нерелятивистского электрона в жесткой кристаллической решетке. Точечные взаимодействия часто применяются для получения явно решаемых моделей, возникающих, например, в мезоскопической физике.

Канторово множество – это один из простейших фракталов, подмножество единичного отрезка вещественной прямой, которое является классическим примером «плохого множества» в математическом анализе. Оно впервые описано в 1883 году Г. Кантором. Это множество обладает целым рядом замечательных свойств, которые можно найти в [2].

Квантовая теория рассеяния, изначально зародившись в физике, привнесла много нового в математику [3].

Интерес к исследованию рассеяния и решению спектральных задач на фрактальных множествах возник в конце XX века. В работе рассмотрена естественная конструкция со структурой самоподобия канторова множества. Возьмем отрезок $[0, l]$, вложенный в вещественную ось. Возмутим одномерный гамильтониан свободной заряженной частицы на этой оси потенциалами нулевого радиуса в точках следующего бесконечного множества

$$K = \{0, l\} \cup \left\{ \frac{l}{3}, \frac{2l}{3} \right\} \cup \left\{ \frac{l}{9}, \frac{2l}{9}, \frac{7l}{9}, \frac{8l}{9} \right\} \cup \dots$$

Множество K можно определить более формально следующим образом

$$K[a, b] = K\left[a, a + \frac{(b-a)}{3}\right] \cup K\left[a + \frac{2(b-a)}{3}, b\right] \cup \left\{a + \frac{(b-a)}{3}, a + \frac{2(b-a)}{3}\right\}$$

$$K = K[0, l] \cup \{0, l\}.$$

Для канторова множества производилось много расчетов, например работы [4, 5]. В работе [4] математически полно рассмотрена несколько иная конструкция – рассеяние на мере, имеющей фрактальную природу схожую с природой канторова множества. Задача, похожая на задачу данной статьи рассмотрена в [5]. Они применили теорию возмущений, и, тем самым, получили приближенный результат. Таким образом, до сих пор аналитических результатов мало или они отсутствуют. Численное моделирование представляет значительный интерес. В данной работе численно моделировалась задача рассеяния.

В магистерской диссертации одного из авторов, помимо численного моделирования рассеяния на конечных множествах аппроксимирующих K в некотором смысле, также обосновывается возможность рассмотрения рассеяния на всем

бесконечном множестве K через доказательство того, что соответствующий гамильтониан самосопряжен и плотно задан. Этот результат не вошел в данную статью, в виду ограничений на размер.

Постановка задачи

Введем последовательность конечных множеств K_n , которые в некотором смысле будут приближать множество K .

$$K_n[a, b] := K_{n-1}\left[a, a + \frac{b-a}{3}\right] \cup K_{n-1}\left[a + \frac{2(b-a)}{3}, b\right] \cup \left\{a + \frac{b-a}{3}, a + \frac{2(b-a)}{3}\right\}$$

$$K_0[a, b] := \emptyset$$

$$K_n := K_n[0, l]$$

Можно заметить, что $K = \bigcup_{i=0}^{\infty} K_i$.

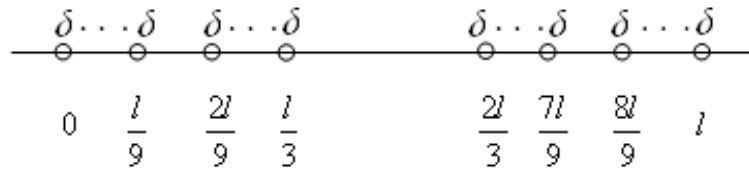


Рис. 1. Множество K

Гамильтониан, который мы изучаем, это одномерный гамильтониан свободной частицы, возмущенный в точках множества K потенциалами нулевого радиуса.

$$H_K = -\frac{d^2}{dx^2} + \sum_{q \in K} \delta_q(\cdot). \quad (1)$$

Придать строгий математический смысл оператору H_K можно через квадратичные формы. Это самосопряженный оператор соответствующий квадратичной форме

$$E_K[\varphi, \varphi] = \left\| \frac{d\varphi}{dx} \right\|_{L^2(\mathbb{R})}^2 + \sum_{q \in K} |\varphi(q)|^2 \quad (2)$$

$$\text{dom}(E_K) = \left\{ \varphi \in H^1(\mathbb{R}) : \sum_{q \in K} |\varphi(q)|^2 < +\infty \right\}$$

Вопрос о том, что форме $E_K[\varphi, \varphi]$ действительно соответствует самосопряженный оператор, требует отдельного доказательства, которое мы не приводим.

Для численного моделирования вместо H_K мы используем оператор H_{K_n} , который нестрого может быть определен, как

$$H_{K_n} = -\frac{d^2}{dx^2} + \sum_{q \in K_n} \delta_q(\cdot), \quad (3)$$

Строго он определяется через квадратичные формы, как оператор соответствующий квадратичной форме

$$E_{K_n}[\varphi, \varphi] = \left\| \frac{d\varphi}{dx} \right\|_{L^2(R)}^2 + \sum_{q \in K_n} |\varphi(q)|^2, \quad (4)$$

$$\text{dom}(E_{K_n}) = H^1(R)$$

Этой форме соответствует единственный самосопряженный оператор [3, 6]. Вопрос о том, что для $\lambda \in \mathbb{C} \setminus \mathbb{R}$ выполняется

$$\left\| (H_K - \lambda)^{-1} - (H_{K_n} - \lambda)^{-1} \right\| \xrightarrow{n \rightarrow \infty} 0, \quad (5)$$

остается открытым. Подобные задачи изучались лишь для множеств без точек сгущения, а множество K имеет бесконечное количество точек сгущения.

Следуя монографии [6] оператор H_{K_n} можно определить, как оператор, действующий также как $-\frac{d^2}{dx^2}$, но с областью определения

$$\text{dom}(H_{K_n}) = \left\{ f \in H^2(R \setminus K_n) : \forall q \in K_n : f(q-) = f(q+), f'(q+) - f'(q-) = f(q) \right\}.$$

Аналогичным образом можно определить оператор H'_{K_n} , соответствующий δ' возмущениям в точках множества K_n , как оператор, действующий также как $-\frac{d^2}{dx^2}$, но с несколько иной областью определения

$$\text{dom}(H'_{K_n}) = \left\{ f \in H^2(R \setminus K_n) : \forall q \in K_n : f(q+) - f(q-) = f'(q), f'(q+) = f'(q-) \right\}.$$

Способ задания операторов H_{K_n} и H'_{K_n} через граничные условия и через квадратичные формы эквивалентен [6].

В настоящей работе проводится численное моделирование рассеяния для операторов H_{K_n} и H'_{K_n} при относительно больших n .

Матрица монодромии

Определение 1: Матрица монодромии $M_{l_0}(E)$ одномерного дифференциального оператора $-\frac{d^2}{dx^2}$ – это матрица, которая связывает значения в точках x и $x+l_0$ собственной функции этого оператора, соответствующей энергии E , и ее производной.

$$\begin{pmatrix} f(x+l_0) \\ f'(x+l_0) \end{pmatrix} = M_{l_0}(E) \begin{pmatrix} f(x) \\ f'(x) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

$$-f'' = Ef$$

Отметим независимость матрицы монодромии от x в силу трансляционной инвариантности одномерного оператора Лапласа.

Элементарные вычисления показывают, что в области, где отсутствуют точки разрыва, матрица монодромии имеет вид

$$M_{l_0}(k) = \begin{pmatrix} \cos(kl_0) & -\frac{\sin(kl_0)}{k} \\ k \sin(kl_0) & \cos(kl_0) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $k = \sqrt{E}$ (импульс).

Для точек разрыва нам понадобится аналог матрицы монодромии – матрица C , которая связывает значения функции и производной слева и справа от точки разрыва, а именно

$$\begin{pmatrix} f(q-) \\ f'(q-) \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} f(q+) \\ f'(q+) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Вычисления показывают, что для δ и δ' граничных условий матрицы связи имеют вид

$$C_\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}, \quad C_{\delta'} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Для оператора H_{K_n} можно ввести матрицу монодромии, которая будет связывать точки: $x = 0-$ и $x = l+$; обозначим ее через $U_{l,n}(k)$. В силу самоподобия множества K_n матрицу $U_{l,n}(k)$ можно выразить через матрицу $U_{\frac{l}{3},n-1}(k)$ следующим образом:

$$U_{l,n}(k) = U_{\frac{l}{3},n-1}(k) M_{\frac{l}{3}}(k) U_{\frac{l}{3},n-1}(k). \quad (10)$$

Действительно, чтобы перевалить через множество $K_n[0, l]$ длины l нужно перевалить через множество $K_{n-1}[0, \frac{l}{3}]$, затем через область без разрывов длиной $\frac{l}{3}$, и затем через множество $K_{n-1}[\frac{2l}{3}, l]$. Для $U_{l,1}(k)$ получаем:

$$U_{l,1}(k) = C_\delta M_l(k) C_\delta. \quad (11)$$

Для оператора H_{K_n}' можно получить формулы аналогичные формулам (10) и (11).

Матрица рассеяния

Матрицу рассеяния оператора H_{K_n} можно построить, зная матрицу монодромии. Сдвинем для симметрии множество K_n на $\frac{l}{2}$ влево. Обобщенные собственные функции оператора H_{K_n} на полубесконечных интервалах $(-\infty, -\frac{l}{2}]$ и $[\frac{l}{2}, +\infty)$ при фиксированной энергии $E = k^2$, имеют вид

$$\begin{cases} f(x) = c_1 e^{ikx} + c_2 e^{-ikx}, x \in (-\infty, -\frac{l}{2}] \\ f(x) = c_3 e^{ikx} + c_4 e^{-ikx}, x \in [\frac{l}{2}, +\infty) \end{cases}. \quad (12)$$

Коэффициенты c_1 и c_4 отвечают падающим волнам, а коэффициенты c_2 и c_3 – отраженным. Матрица рассеяния $S_{l,n}(k)$ осуществляет связь между этими коэффициентами, позволяя определить по интенсивности падающих волн интенсивность отраженных

$$\begin{pmatrix} c_2 \\ c_3 \end{pmatrix} = S_{l,n}(k) \begin{pmatrix} c_1 \\ c_4 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Для вычисления S -матрицы предлагается следующий алгоритм:

1. Вычислить с помощью формул (10) и (11) рекурсивно матрицу $U_{l,n}(k)$.
2. Вычислить матрицу

$$A_{l,n}(k) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}e^{ikl/2} & -\frac{i}{2k}e^{ikl/2} \\ \frac{1}{2}e^{-ikl/2} & \frac{i}{2k}e^{-ikl/2} \end{pmatrix} U_{l,n}(k) \begin{pmatrix} e^{ikl/2} & e^{-ikl/2} \\ ike^{ikl/2} & -ike^{-ikl/2} \end{pmatrix},$$

которая осуществляет связь между коэффициентами c_1, c_2, c_3 и c_4 следующего вида

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = A_{l,n}(k) \begin{pmatrix} c_3 \\ c_4 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

3. Тогда матрица рассеяния $S_{l,n}(k)$ может быть выражена через a_{ij} – элементы матрицы $A_{l,n}(k)$ следующим образом

$$S_{l,n}(k) = \frac{1}{a_{11}} \begin{pmatrix} a_{21} & 1 \\ 1 & -a_{12} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Во время вычислений мы пользовались тем, что $\det A_{l,n}(k) = 1$.

Результаты численного моделирования

Матрица рассеяния имеет вид $S_{l,n}(k) = \begin{pmatrix} A & B \\ B & C \end{pmatrix}$. Величина $|B|^2$ определяет вероятность пройти барьер потенциальный барьер, состоящий из точечных потенциалов, расположенных в токах множества K_n . На графиках представлены результаты вычислений с помощью ЭВМ.

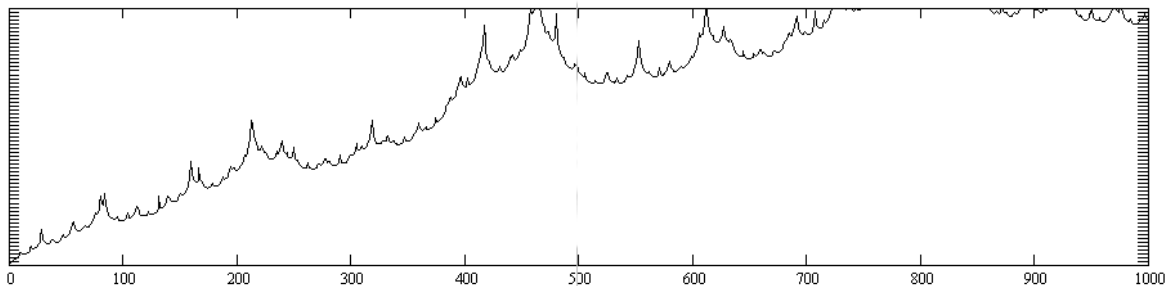


Рис. 2. Вероятность пройти барьер как функция импульса при возмущении дельта потенциалами ($n=15, l=1$)

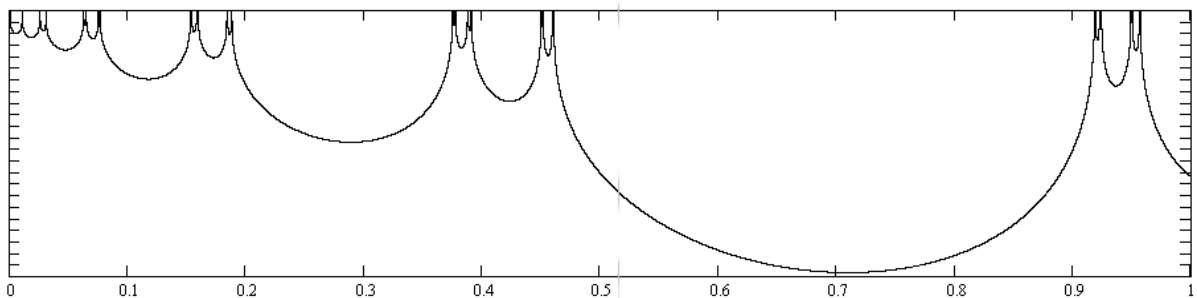


Рис. 3. Вероятность пройти барьер как функция импульса при возмущении дельта-штрих потенциалами ($n=15, l=1$)

Заключение

Даже в одномерном случае вопрос о возмущении гамильтониана свободной заряженной частицы сингулярным потенциалом с фрактальной структурой представляет большие сложности для аналитического анализа. Численное моделирование рассеяния на рис. 2 и рис. 3 показывает, что самоподобная структура потенциала наделяет такой гамильтониан фрактальными свойствами.

В Японии проводились эксперименты с фотонным кристаллом, который имел структуру полостей в виде трехмерного канторова множества; они дали многообещающие результаты.

Литература

1. Kronig R. de L., Penney W.G. Quantum mechanics of electrons in crystal lattices, Proc. Roy. Soc. 130A. – 1931. – PP. 499–513.
2. Edgar G. A. Classics on Fractals. – Addison-Wesley. – 1993.
3. Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. – Т. 3. – М.: Мир. – 1978. – 443 с.
4. Makarov K.A., Pavlov B.S. Quantum scattering on a Cantor bar. – J. Math. Phys. – No. 4. – 1994. – PP. 1522–1531.
5. Hatano N. Strong resonance of light in a cantor set, [arXiv:cond-mat/0509145]. – 2005.
6. Альбеверно С., Гестези Ф., Хеэг-Крон Р., Холден Х. Решаемые модели в квантовой механике. – М.: Мир. – 1991. – 566 с.
7. Иванов Д.А., Лоторейчик В.Ю. К вопросу обоснования модели потенциалов нулевого радиуса. – СПб: Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – №49. – 2008. – С. 213–221.

ВАРИАЦИОННЫЕ ОЦЕНКИ СПЕКТРА ДЛЯ СИСТЕМЫ ТРЕХМЕРНЫХ СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ВОЛНОВОДОВ В ПОПЕРЕЧНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Д.Г. Матвеев

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов

Показано существование связанного состояния электрона для системы трехмерных квантовых волноводов, соединенных через малое квадратное отверстие и помещенных в поперечное электрическое поле. Вариационным методом получены оценки сдвига собственного значения при изменении поля и параметров системы.

Ключевые слова: квантовые волноводы, наноструктуры, спектр, вариационная оценка, электрическое поле

Введение

Одним из результатов развития современных технологий является создание структур с размером меньшим длины свободного пробега электрона. Для таких структур возможно рассмотрение электронного транспорта в приближении баллистического режима. Возникает большое количество новых задач, в том числе связанных с управлением внешними полями и определением связанных состояний электрона для подобных систем. Известные решения в основной массе охватывают двумерное представление на примере квантовых волноводов [1–3], но стоит отметить, что проведенные в области исследования дают результаты для большого количества сложных конфигураций, например, несимметричных или периодически связанных. Предлагаемый подход дает оценки связанного состояния для трехмерной модели с поперечным электрическим полем (рис. 1).

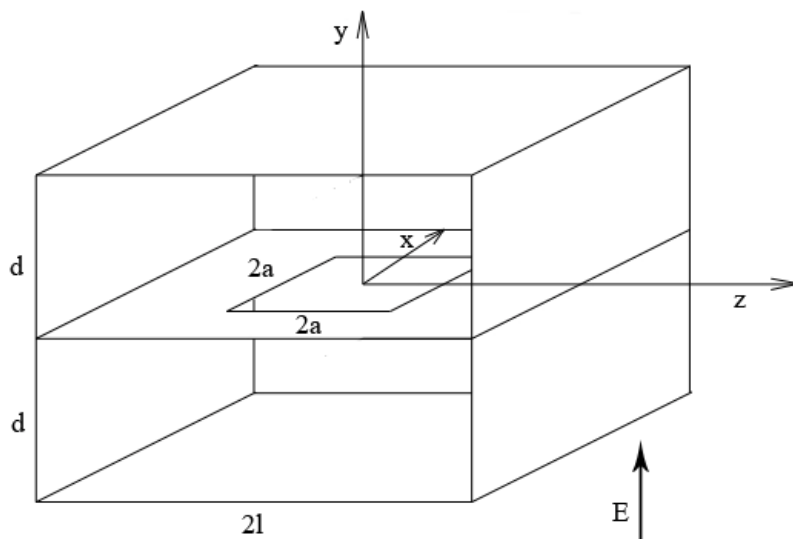


Рис. 1. Отрезок связанных трехмерных квантовых волноводов

Воздействие электрического поля приводит к сдвигу границы непрерывного спектра Лапласиана системы. Собственное значение за порогом непрерывного спектра [4] также подвергается изменению, которое было оценено в данной статье вариационным методом.

Одним из вариантов управления электронным транспортом в данной системе будет являться локальное воздействие электрическими полями, поэтому основной

результат работы также включает оценку влияния электрического поля на спектр оператора системы.

Постановка задачи и предварительные вычисления

Будем рассматривать трехмерную структуру из симметричных квантовых волноводов толщины d и ширины $2l$, связанных через малое квадратное отверстие ширины $2a$. Наличие поперечного однородного поля E допускает разделение переменных в уравнении Шредингера, а волновое уравнение на поперечную функцию переходит в уравнение Эйри $\varphi'' + z\varphi = 0$, где $z = (y + \frac{\lambda}{E})p^{\frac{1}{3}}$, $p = \frac{2mE}{\hbar^2}$, где λ – спектральный параметр, y – поперечная координата.

Общее решение представляется в виде $\varphi(z) = C \cdot Ai(-z) + D \cdot Bi(-z)$, где функции Эйри Ai, Bi могут быть заменены на их асимптотики в случае большого значения аргумента (при малом значении E):

$$Ai(-z) = z^{-\frac{1}{4}} \left(\sin\left(\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right) + o(z^{-\frac{3}{2}}) \right), \quad Bi(-z) = z^{-\frac{1}{4}} \left(\cos\left(\frac{2}{3}z^{\frac{3}{2}} + \frac{\pi}{4}\right) + o(z^{-\frac{3}{2}}) \right)$$

Вариационный подход

Вариационный метод заключается в том, что для доказательства существования собственного значения ниже порога непрерывного спектра достаточно найти пробную функцию, для которой отношение $\frac{M(\psi)}{\|\psi\|^2}$ принимает отрицательное значение. Здесь

$$M(\psi) = (H\psi, \psi) - \mu \|\psi\|^2, \quad H = -\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \mu = \frac{\lambda}{E} p^{\frac{1}{3}}.$$

Построение пробной функции

Построим пробную функцию в виде:

$\psi(x, y) = F(x, y) + G(x, y)$ [4], слагаемое F описывает поведение электрона на участке волновода вне отверстия, а слагаемое G представляет функцию электрона на отверстии.

$$F(x, y) = \alpha U(x)V(y)Z(z), \quad G(x, y) = \eta P(x)R(y)T(z)$$

где α, η – константы, которые могут быть варьированы в дальнейшем.

В качестве U, P возьмем те же функции что и при отсутствии электрического поля [1]:

$$U(x) = \min\left\{1, e^{-k(|x|-a)}\right\}, \quad P(x) = \cos\frac{\pi x}{2a} \chi_{[-a, a]}(x),$$

где $\chi_{[-a, a]}(x)$ – характеристическая функция отверстия, параметр k может быть варьирован. В качестве функций V, R выберем следующие:

$$V(y) = C\left(y + \frac{\lambda}{E}\right)^{-\frac{1}{4}} p^{-\frac{1}{12}} \sin\left(\frac{2}{3}\left(y + \frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{3}{2}} p^{\frac{1}{2}} + \frac{\pi}{4}\right) + D\left(y + \frac{\lambda}{E}\right)^{-\frac{1}{4}} p^{-\frac{1}{12}} \cos\left(\frac{2}{3}\left(y + \frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{3}{2}} p^{\frac{1}{2}} + \frac{\pi}{4}\right)$$

$$R(y) = \begin{cases} e^{-\frac{\pi y}{2a}}, & y \in [0, \frac{d}{2}] \\ 4\left(1 - \frac{y}{d}\right)^2 e^{-\frac{\pi d}{4a}}, & y \in [\frac{d}{2}, d] \end{cases}$$

$R(y)$ на интервале $[-d, 0]$ представим ее четным продолжением на парный волновод.

Заметим, что выбор функции V соответствует наличию в задаче поперечного поля. В качестве Z, T предлагается использовать:

$$Z(z) = \cos\left(\frac{\pi z}{2a}\right)$$

$$T(z) = \min\left(1, \frac{(z+1)^2}{(l-a)^2} e^{k(|z+a|)}\right)$$

Ход доказательства

Форму M можно привести к следующему виду

$$M(\psi) = \|F'_x\|^2 + \|G'_x\|^2 + \|F'_z\|^2 + \|G'_z\|^2 + \|G'_y\|^2 - \frac{\lambda}{E} p^{\frac{1}{3}} \|G\|^2 - 2 \int_{-a-l}^a \int_{y=0}^l (\overline{GF}'_y + \overline{F}'_y G) dz dx$$

Справедливы следующие оценки для компонент формы:

$$\|F'_x\|^2 = \alpha^2 k \|V\|^2 \|Z\|^2, \quad \|F'_z\|^2 = \left(\frac{\alpha^2}{k} + 2a\right) \|V\|^2 \|Z'\|^2 = \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z'\|^2$$

$$\|G'_x\|^2 = \eta^2 \frac{\pi^2}{4a} \|R\|^2 \|T\|^2, \quad \|G'_y\|^2 = \eta^2 a \|R'\|^2 \|T\|^2, \quad \|G'_z\|^2 = \eta^2 a \|R\|^2 \|T'\|^2, \quad \text{где входящие}$$

компоненты R, T и T' имеют вид:

$$\|R\|^2 \leq \frac{2a}{\pi} (1 + \varepsilon_1), \quad \|R'\|^2 = \frac{\pi}{2a}, \quad \|T\|^2 = a, \quad \|T'\|^2 = \frac{\pi^2}{4a}$$

Итак, в сумме

$$\|G'_x\|^2 + \|G'_y\|^2 + \|G'_z\|^2 = \eta^2 \frac{\pi}{2} a (3 + 2\varepsilon_1)$$

Интеграл сводится к:

$$2 \int_{-a-l}^a \int_{y=0}^l (\overline{GF}'_y + \overline{F}'_y G) dz dx = 64\eta \frac{a^2}{\pi^2} \alpha p^{-\frac{1}{12}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{5}{4}} \sqrt{C^2 + D^2} \sqrt{p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}} \cos \gamma$$

В итоге имеем:

$$M(\psi) = \eta^2 \frac{\pi}{2} a (3 + 2\varepsilon_1) + \alpha^2 k \|V\|^2 \|Z\|^2 + \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z'\|^2 - 64\eta \frac{a^2}{\pi^2} \alpha p^{-\frac{1}{12}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{5}{4}} \sqrt{C^2 + D^2} \sqrt{p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}} \cos \gamma$$

$$\text{где } \gamma = \frac{2}{3} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{3}{2}} p^{\frac{1}{2}} + \frac{\pi}{4} + \operatorname{arctg} \frac{\frac{1}{4} C \left(\frac{E}{\lambda}\right)^{\frac{3}{2}} + D p^{\frac{1}{2}}}{C p^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{4} D \left(\frac{E}{\lambda}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

Квадрат нормы пробной функции в знаменателе можно оценить как:

$$\|\psi\|^2 \leq 2 \|F\|^2 \Big|_{|x|>a} + 2 \|F\|^2 \Big|_{|x|\leq a} + 2 \|G\|^2$$

$$\text{где } \|F\|^2 \Big|_{|x|>a} = \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z\|^2, \quad \|G\|^2 = 2\eta^2 \frac{a^3}{\pi} (1 + \varepsilon_1), \quad \|F\|^2 \Big|_{|x|\leq a} = 4\alpha^2 a \|V\|^2 \|Z\|^2$$

Таким образом:

$$\|\psi\|^2 \leq \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z\|^2 (2 + \varepsilon_2)$$

На этом этапе мы имеем все необходимое, чтобы сформулировать основное утверждение.

Основной результат

В спектре оператора, описывающего поведение электрона в системе трехмерных квантовых волноводов толщины d и ширины $2l$, связанных через квадратное отверстие ширины $2a$ и находящихся в поперечном электрическом поле напряженности E существует собственное значение за границей непрерывного спектра, соответствующее связанному состоянию электрона в данной системе.

Также существует предварительная оценка расстояния δ от собственного значения до границы непрерывного спектра:

$$\delta \geq \frac{3 \cdot 2^{20} a^8 \left(\frac{2m\lambda}{h^2} + \frac{E^2}{16\lambda^2} \right)^2}{10\pi^6 d^2 (3+2\varepsilon_1)^2 \|Z\|^4 (2+\varepsilon_2)}$$

Основной результат достигается минимизацией квадратного многочлена в числителе по η , а затем, после оценки соотношения $\frac{\|Z'\|^2}{\|Z\|^2}$, проводится минимизация квадратного многочлена по k :

$$\frac{M(\psi)}{\|\psi\|} < \frac{\eta^2 \frac{\pi}{2} a(3+2\varepsilon_1) + \alpha^2 k \|V\|^2 \|Z\|^2 + \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z'\|^2 - 64\eta \frac{a^2}{\pi^2} \alpha p^{-\frac{1}{12}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{5}{4}} \sqrt{C^2 + D^2} \sqrt{p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}} \cos \gamma}{\frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z\|^2 (2+\varepsilon_2)}$$

$$\frac{M(\psi)}{\|\psi\|} < \frac{\alpha^2 k \|V\|^2 \|Z\|^2 + \frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z'\|^2 - \frac{2^{11} \alpha^2 a^4 p^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{5}{2}} (C^2 + D^2) \left(p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}\right) \cos^2 \gamma}{\pi^3 (3+2\varepsilon_1)}}{\frac{\alpha^2}{k} \|V\|^2 \|Z\|^2 (2+\varepsilon_2)}$$

$$\frac{\|Z'\|^2}{\|Z\|^2 (2+\varepsilon_2)} = \frac{k^2 I + \frac{4}{3} k^2 I - \frac{2k}{3} - \frac{4}{3(l-a)}}{(I+a)(2+\varepsilon_2)} \leq \frac{7k^2}{3(2+\varepsilon_2)}$$

$$\frac{M(\psi)}{\|\psi\|} < \frac{10k^2}{3(2+\varepsilon_2)} - \frac{k 2^{11} a^4 p^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{\frac{5}{2}} (C^2 + D^2) \left(p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}\right) \cos^2 \gamma}{\pi^3 (3+2\varepsilon_1) \|V\|^2 \|Z\|^2 (2+\varepsilon_2)}$$

$$\frac{M(\psi)}{\|\psi\|} < - \frac{3 \cdot 2^{20} a^8 p^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{-5} (C^2 + D^2)^2 \left(p\left(\frac{\lambda}{E}\right)^3 + \frac{1}{16}\right)^2 \cos^4 \gamma}{10\pi^6 (3+2\varepsilon_1)^2 \|V\|^4 \|Z\|^4 (2+\varepsilon_2)}$$

Далее подставляя $\|V\|^4$ для частного случая при $D=0$ находим оценку для δ :

$$\|V\|^4 = d^2 C^4 p^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\lambda}{E}\right)^{-1} \cos^4 \gamma$$

$$\delta \geq \frac{3 \cdot 2^{20} a^8 \left(\frac{2m\lambda}{h^2} + \frac{E^2}{16\lambda^2} \right)^2}{10\pi^6 d^2 (3+2\varepsilon_1)^2 \|Z\|^4 (2+\varepsilon_2)}$$

Заключение

Основной результат работы, сформулированный в теореме, позволяет нам оценить зависимость величины зазора в спектре от параметров физической системы при наличии электрического поля, что может в дальнейшем позволить управлять поведением этой системы с помощью изменения некоторых из этих параметров.

Заметим, что наличие электрического поля влияет и на расположение границы непрерывного спектра, и на ширину образующегося зазора между ней и собственным значением оператора, а так же что размер зазора пропорционален ширине отверстия в восьмой степени.

Дальнейшие исследования должны быть направлены на уточнение предварительных оценок и изменение пробной функции для удовлетворения одному типу граничных условий. Рассмотренная функция на двух измерениях удовлетворяет разным типам граничных условий, что, конечно же, является допустимым, но может быть улучшено для более точного физического описания.

Литература

1. P. Exner: Laterally Coupled Quantum Waveguides. // Cont. Math. – Vol. 217. – 1998. – PP. 69–82.
2. S.V. Frolov, I.Yu. Popov: Resonances for Laterally Coupled Quantum Waveguides. // Rep. Math. Phys. – Vol. 41. – 2000. – PP. 4391–4405.
3. L.V. Gortinskaya, A.E. Kurasov, N.A. Malina, I.Yu. Popov, E.S. Tesovskaya Many Particles Problems for Quantum Layers // Days on Diffraction, Proceedings of the International Conference. – Issue 2006. – PP. 218–224.
4. B. Simon: Some Quantum Operators with Discrete Spectrum but Classically Continuous Spectrum. // Ann. Phys. – Vol. 97. – 1976. – PP. 209–220.

МОДИФИЦИРОВАННЫЕ СТЕКЛОСФЕРЫ В АКРИЛОВОЙ МАТРИЦЕ

В.С. Соловьев

Научный руководитель – к.т.н., доцент М.В. Успенская

Рассмотрен способ получения полимерных композиций на основе акриловых супервлагоабсорбентов и стеклосфер, модифицированных латексом АБС. Изучены сорбционные свойства полученных материалов в дистиллированной воде.

Ключевые слова: акриловые композиции, наполнители, набухание

Введение

В настоящее время акриловые сополимеры используются в различных областях промышленности: в медицине, сельском хозяйстве, в качестве оптических элементов и т.д. [1–3]. Одним из основных свойств шитых акриловых сополимеров является высокая сорбирующая способность до 2000 г дистиллированной воды на 1 г сухого полимера, а одним из главных недостатков таких материалов является их низкая прочность. Для устранения этого недостатка в композицию вводят наполнители, например мел, стеклосферы [4, 5]. При этом, для увеличения взаимодействия полимерной матрицы и наполнителем, т.е. для увеличения физико-механических характеристик материала проводится модификация частиц наполнителя, например латексом. Целью данной работы является исследование в водных растворах характеристик полимерной композиций на основе алюмосиликатных стеклосфер, модифицированных латексом АБС и акрилового сополимера.

Экспериментальная часть

Модификация алюмосиликатных стеклосфер проводилась путем добавления латекса АБС к наполнителю в соотношении 1:1 при перемешивании в течение 30 мин. Затем полученную смесь добавляли хлорид кальция и после загустения смеси, высушивали в сушильной камере в течение 24 часов.

Полимерные композиции синтезировали путем радикальной полимеризации в водной среде при температуре 50°C. В качестве мономеров были использованы акриловая кислота и акриламид в соотношении 70 масс.% кислоты – 30 масс.% акриламида. В качестве инициатора была использована система: персульфат аммония – тетраметилэтилендиамин, а N,N' – метиленбисакриламид в качестве сшивающего агента. Степень нейтрализации акриловой кислоты составляла $\alpha = 0.8$. Полимеризацию проводили при начальной концентрации мономеров 30 масс.% и концентрации сшивающего агента – 0.3 масс.%. Время синтеза композиций составляло 2 ч.

Обсуждение результатов

Введение АСМ, модифицированных латексом АБС в полимерную композицию приводит к уменьшению значений максимального водопоглощения материала, что видно из табл. 1.

Таблица 1. Зависимость значений равновесной степени набухания полимерных композиций от концентрации наполнителя – АСМ

Концентрация АСМ, мас%	Значение максимального набухания, г/г
0	373
10	300
20	265
30	289
40	270
50	225
60	249
70	215

Это можно объяснить тем, что наличие полимерного слоя на поверхности АСМ способствует увеличению взаимодействию между модифицированными частицами и звеньями полимерной матрицы, что приводит к увеличению узлов сетки и, как следствие, к уменьшению набухания.

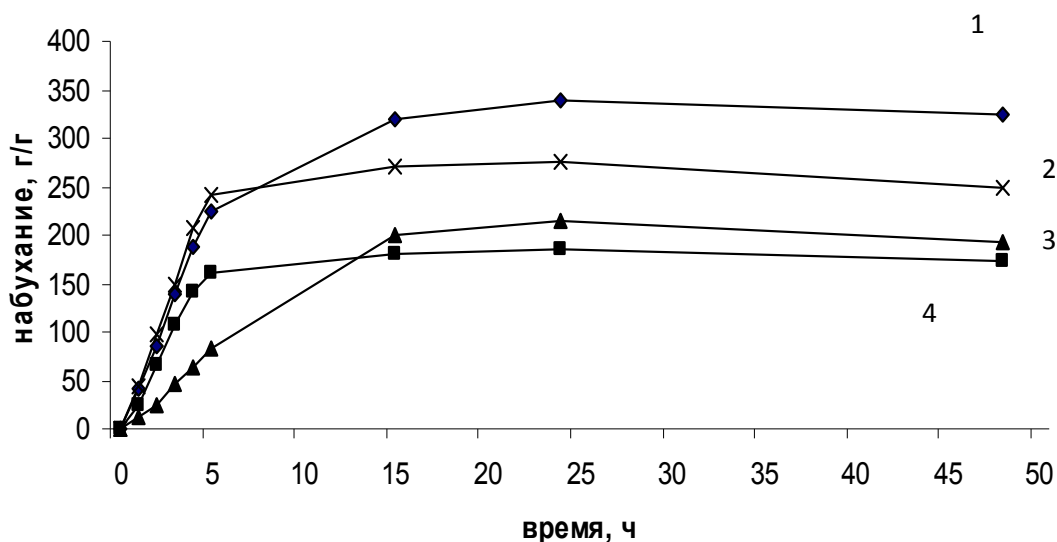


Рис. 1. Кинетические кривые набухания полимерных композиций в дистиллированной воде при различной доле наполнителя: 1 – АСМ-0%, 2 – АСМ-30%, 3 – АСМ-20%, 4 – АСМ-10%. Условия синтеза температура синтеза – 50°C, доля мономеров – 30 масс.%

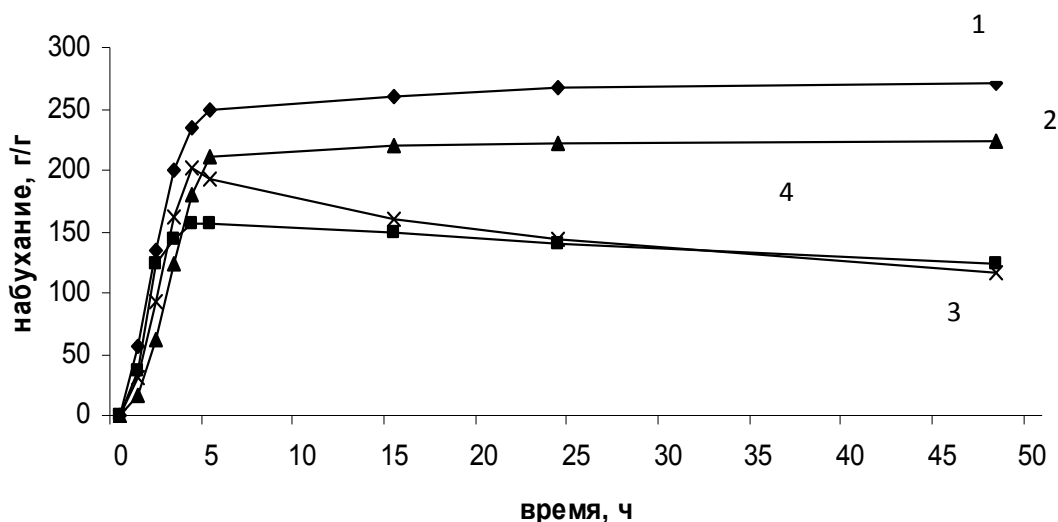


Рис. 2. Кинетические кривые набухания полимерных композиций в дистиллированной воде при T=20°C: 1 – АСМ-40%, 2 – АСМ-60%, 3 – АСМ-50%, 4 – АСМ-70%

Из рис. 1 и 2 видно, что при использовании модифицированных наполнителей – АСМ равновесная степень набухания наступает через 2–4 часа, что значительно выше этого значения для немодифицированных наполнителей [5]. При прочих равных условиях время максимального водопоглощения составляет 20 часов.

Таблица 2. Значения констант и средней скорости набухания на начальном участке полимерных композиций от концентрации наполнителя – АСМ

Доля АСМ, масс.%	Скорость на начальном участке, г/ч	Константа скорости набухания
0	46,6	0,27
10	40,7	0,5
30	50,5	0,35
40	71,7	0,61
50	86,6	1,7
60	55,2	0,5
70	65	1,7

Заключение

Получены композиции на основе алюмосиликатных стеклосфер, модифицированных латексом АБС и акриловых сополимеров. Выявлена зависимость влияния концентрации наполнителя в смеси максимальную степень набухания в дистиллированной воде.

Литература

1. Абсорбирующие многослойные гидрогелевые повязки на раны. Munro M.S., Hoskin R., Johnson and Johnson Medical Ltd., пат. МПК⁷ А 61 L15/60 №2396109, Великобритания.
2. Радиационная сополимеризация гидрофильных мономеров (акриловая кислота, акриламид, акрилат Na) для получения гидрогелей, используемых для обработки

- отходов. Radiation polymerization of hydrophilic monomers for producing hydrogel used in waste treatment processing. Maziad Nabita, Polym-plast technol and Eng. – 2004. – 43. – № 4. – С. 1157–1176, Англ.
3. Будтова Т.В., Сулейменов И.Э., Толмачев Ю.А. Оптика атмосферы и океана. – 1995. – Т. 8. – № 12. – С. 1662–1663.
 4. Композиционный гидрогели на основе нейтрального и слабозаряженного гелей полиакриламида с добавлением бентонита. Взаимодействие с солью и ионогенным ПАВ. Starodoubtsev S.G., Churochkina N.A., Khokhlov A.R.; Landmuir. – 2000. – 16. – № 4.
 5. Горский Владимир Александрович. Стеклоферы и фуллерены в качестве модификаторов акриловых супервлагоабсорбентов: дис. ... канд. техн. наук: 05.17.06 СПб. – 2006. – 128 с. РГБ ОД, 61:07-5/1789.

ВОДОРОДНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОВРЕЖДЕНИЙ ТРУБОПРОВОДНОЙ СИСТЕМЫ

Ю.А. Яковлев

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

Научный руководитель – д.т.н., доцент В.А. Полянский

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

В данной статье приведены экспериментальные данные исследования содержания водорода и его распределение по энергиям связи в сталях. Исследования были реализованы на базе анализатора водорода АВ-1. Описывается методика определения энергии связи водорода. Сделаны выводы о перераспределении водорода, в процессе эксплуатации и механического нагружения материала. Использование информации о содержании водорода в ловушках с различной энергией связи позволяет проводить водородную диагностику микроповреждений сталей. Такая диагностика позволит снизить затраты на эксплуатацию газотранспортной системы и увеличить ее надежность.

Ключевые слова: водород, диффузия водорода, методы определения энергии связи водорода, анализатор водорода АВ-1

Введение

Специфические условия работы сталей, например в газовой, нефтяной промышленности и в энергетике, заключаются в том, что они длительное время подвергаются воздействию водорода и сероводорода при высоких давлениях, что вызывает накопление водорода в стенках трубы. В последствии возникают необратимые потери первоначальных механических свойств металла. Такое явление принято называть водородной коррозией стали.

Накопление водорода внутри твердого тела происходит в ловушках различной природы. Известно [1] несколько механизмов накопления: дислокации, ловушки типа микропор и микротрещин, сорбция на свободной поверхности микродефектов, химические ловушки.

Известно, что водород, содержащийся в этих ловушках, по-разному влияет на механические свойства материалов. У сталей при производстве критические значения концентраций диффузно-подвижного водорода в микродефектах могут составлять десятые доли [млн⁻¹]. Они определяют как пластичность, так и коррозионную стойкость металла. Критические значения водорода с меньшей диффузной подвижностью в десятки раз выше, этот водород выделяется из сталей только при прокатке и горячей штамповке, образуя флокены в готовой продукции.

Таким образом, для механических свойств материала большое значение имеет не только полная концентрация растворенного водорода, но и распределение этого водорода по ловушкам различной природы [2].

Помимо чисто механического действия на сталь водород оказывает химическое действие. Он вызывает восстановление карбидных фаз, обезуглероживание и возникновение микротрещин в структуре металла. Поэтому для газовой и нефтяной промышленности разработка методов диагностики водородной повреждаемости, защиты от нее и создание водородоустойчивых сталей весьма актуальны.

Ежегодно затраты на диагностику механических дефектов магистральный трубопроводов составляют около 1000 рублей на каждый погонный метр газовой трубы. Что только для трубопроводов Северо-Западного региона составляет 1,5 млрд.руб.

Но возможность с помощью дефектоскопа выявить макродефекты (с характерным размером 1 мм и выше) не всегда гарантирует своевременную замену поврежденного

участка, так как при водородной коррозии рост дефекта таких размеров может происходить за считанные дни.

Естественно, что контроль водородной повреждаемости позволяет обнаружить дефекты на микро уровне и вовремя заменить пораженные коррозией участки трубы.

Значительной проблемой является то, что естественные концентрации водорода невелики в сравнении с концентрациями других примесей и составляют менее $10 \text{ [млн}^{-1}\text{]}$. Поэтому их довольно сложно измерить. Для этого необходимо добиться полной экстракции водорода из образца, точно измерить его количество, не допустить сорбцию водорода на поверхности измерительной системы.

Экспериментальное оборудование

Как прототип будущего диагностического комплекса при проведении исследований был использован анализатор водорода АВ-1.

Этот прибор был разработан для контроля содержания водорода НПК «Электронные и Пучковые Технологии». В настоящий момент он выпускается серийно. Контроль за содержанием водорода является обязательным при производстве многих металлов и сплавов. Прибор используется в цветной металлургии для выходного контроля отливок. Внешний вид прибора представлен на рис. 1.



Рис. 1. Анализатор водорода АВ-1

Принцип действия прибора масс-спектрометрический, анализ происходит методом вакуум-нагрева или вакуум-плавления. Испытуемый образец помещается в экстрактор выполненный из кварцевого стекла, после чего в системе создается высокий вакуум. Экстрактор помещается в печь, с точностью поддержанием температуры $\pm 2 \text{ }^{\circ}\text{C}$. В процессе нагрева образца происходит диффузия водорода и других веществ из образца в вакуум. Газы, откачиваемые из экстрактора вакуумной откачкой, поступают на вход масс-спектрометрического анализатора водорода. В процессе анализа прибор фиксирует зависимость потока водорода экстрагированного из образца от времени – экстракционную кривую. Анализ прекращается, когда поток водорода из образца совпадает с фоном. На рис. 2 представлена типичная кривая для алюминиевого сплава Д-16.

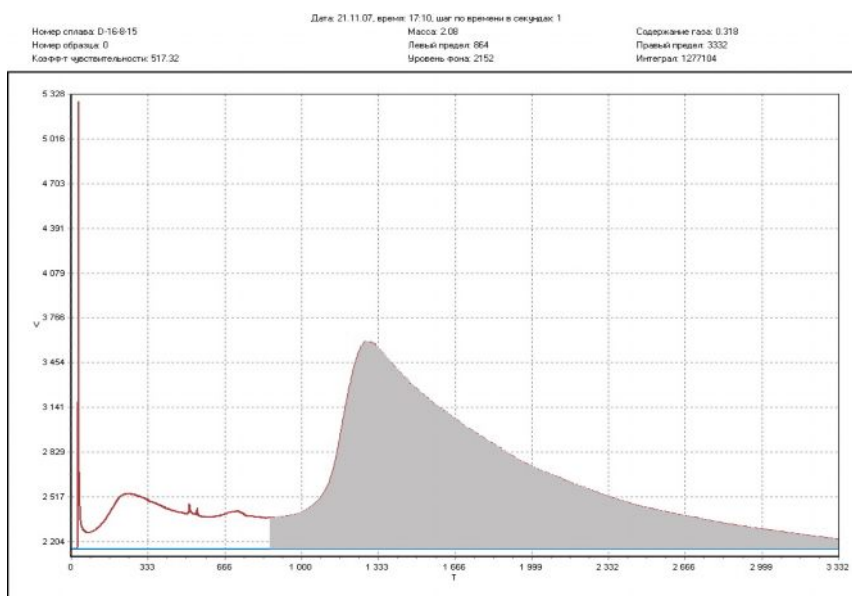


Рис. 2. Экстракционная кривая для сплава Д-16

Как видно из рис. 2 кривая имеет структуру с несколькими максимумами. Экстракционные кривые для различных металлов и сплавов имеют различную структуру – количество и расположение максимумов.

Расшифровка экстракционных кривых

На основании опытных данных можно утверждать об устойчивости формы экстракционной кривой по отношению к материалу образца. Как правило, для одного и того же сплава общее число пиков постоянно. Следовательно, пики связаны с внутренней структурой образцов и характером ловушек водорода. Повторяемость формы экстракционной кривой означает одинаковую скорость прогрева образцов идентичного состава.

На основе опытных данных была построена модель трехмерной нестационарной диффузии водорода.

Рассмотрим совместную систему уравнений нестационарной диффузии водорода из образца в вакуум (1) и уравнения нагрева образца за счет инфракрасного излучения внутри экстрактора (2).

$$\Delta C = \frac{1}{D} \frac{\partial C}{\partial t}, \quad C|_S = 0, \quad C|_{t=0} = C_0 \quad (1)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\sigma S}{C_p \rho V} \cdot 7 \cdot 10^{-5} \cdot (T + 64,3)(T_0^4 - T^4), \quad (2)$$

здесь $\sigma = 5,6687 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2\text{К}^4$ – постоянная Стефана-Больцмана, S – площадь поверхности образца, T_0 – температура стенок экстрактора, T – температура образца, ρ – плотность, V – объем образца, C_p – теплоемкость, C – концентрация водорода в образце, $D = D_0 \cdot \exp(-\frac{u}{kT})$ – коэффициент диффузии водорода в металле, u – энергия активации, D_0 – константа диффузии, k – постоянная Больцмана.

Решения системы уравнений (1–2) позволяют [3] аппроксимировать экспериментальные экстракционные кривые и получить энергию активации u , константу диффузии D_0 , и соответствующую им концентрацию водорода C_0 для каждого типа ловушек. На рис. 3 приведена экспериментальная экстракционная кривая для титана (а) и ее аппроксимация (б).

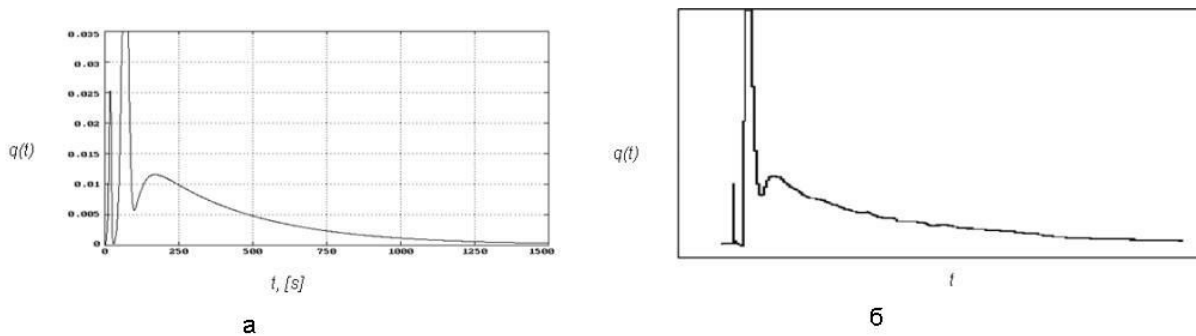


Рис. 3. а – расчетная кривая для титана; б – экстракционная кривая для титана

Анализ стальных образцов

Были проведенные серии опытов со сталью после усталостных испытаний. Образец имел форму представленную на рис. 4.

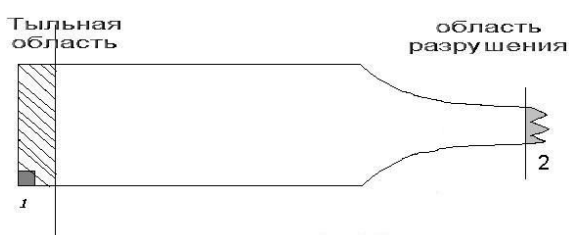


Рис. 4. Образец для анализа

Для анализа были вырезаны 2 части из образца: из области разрушения и тыльной области. Экстракционные кривые полученные во время эксперимента представлены на рис. 5. и рис. 6, где рис. 5 – экстракционная кривая образца вырезанного из области разрушения, рис. 6 – экстракционная кривая образца вырезанного из недеформированной области.

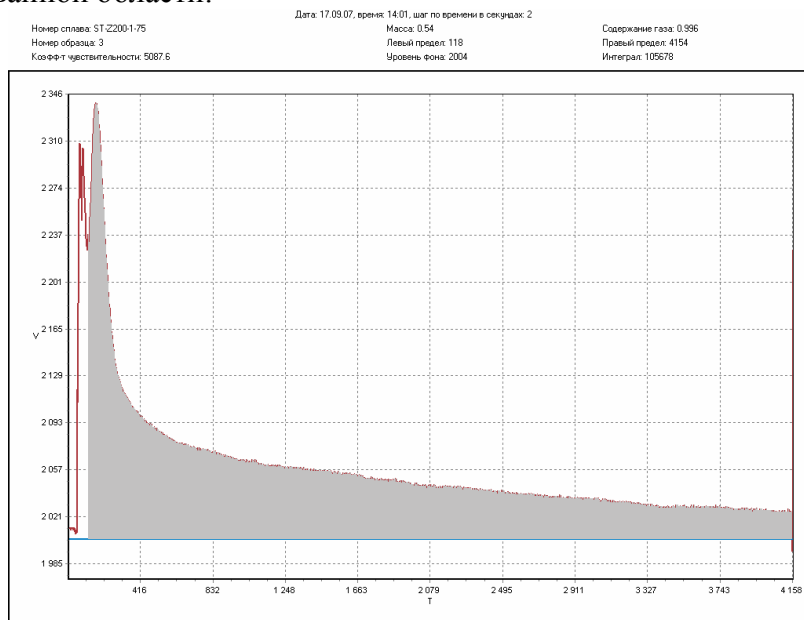


Рис. 5. Экстракционная кривая из области разрушения

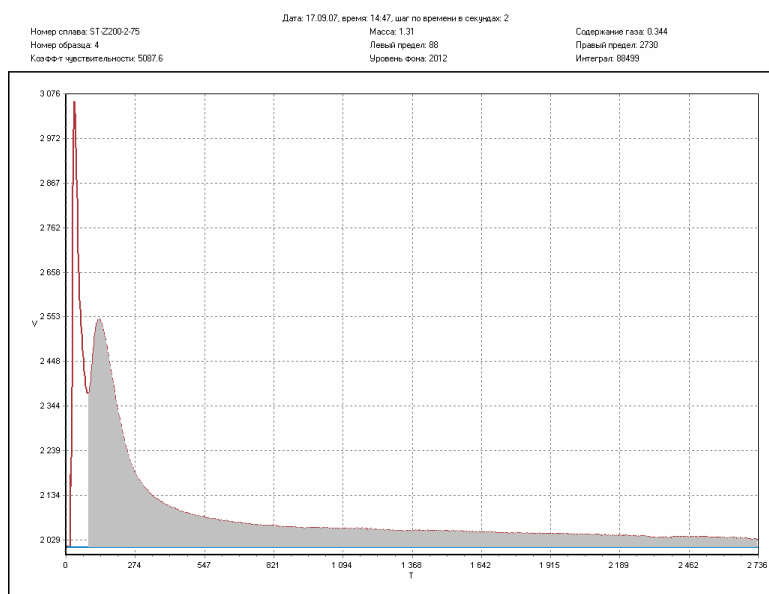


Рис. 6. Экстракционная кривая образца из тыльной области

По виду экстракционных кривых можно сказать, что структура кривой не изменилась: обе кривые имеют два пика, но произошло перераспределение водорода. Хорошо видно, что у образца из области разрушения второй пик во много раз больше, чем у образца из недеформированной области. Кроме того, в области разрушения полная концентрация водорода в 2,5 раза больше чем в тыльной области.

Таким образом, результаты анализа позволяют диагностировать наличие микродефектов в стали.

Предоставляется возможность надежно определять степень повреждения материала газовой трубы. Такая диагностика позволит снизить риски аварий и затраты на необоснованный ремонт трубопроводной системы.

Заключение

Полученные результаты позволяют диагностировать повреждения на раннем этапе. А так как в газопроводной системе эти повреждения связаны с воздействием водорода, то водородная диагностика является наиболее эффективным и естественным способом поиска повреждений.

Своевременная и обоснованная замена поврежденных участков труб позволит исключить аварии и снизит риск необоснованной замены, которая сопровождается значительными материальными затратами, связанными с удаленностью, работой механизмов при неблагоприятных погодных условиях и т.д.

Разработаны новые методики определения содержания водорода в твердом теле. Установлено что помимо накопления водорода происходит его перераспределение по энергетическим уровням.

Имеющееся оборудование позволят выявить эти признаки разрушения, необходимы дополнительные эксперименты по сталям различных сортов, для того, чтобы набрать статистику и выявить статистически достоверные признаки наличия микродефектов и водородной повреждаемости в сталях.

В дальнейшем необходима разработка систем мобильной неразрушающей водородной диагностики, которые позволят снизить затраты на диагностику и ремонт трубопроводов и увеличить ее достоверность.

Литература

1. Клявин О.В. ФТТ. – 1993. – Т.35. – №3. – С. 513–541.
2. Полянский В.А., Полянский А.М., Яковлев Ю.А. Методы определения энергий связи водорода в твердом теле, реализованные на базе анализатора водорода АВ-1.// ИНИСМ'07 Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. Третья международная конференция и Третья международная школа молодых специалистов. – г. Санкт-Петербург, 02–07 июля 2007 г. – Саров. – 2007. – С. 342–244.
3. Полянский А.М., Полянский В.А., Попов-Дюмин Д.Б. Использование анализатора АВ-1 для исследования динамики высокотемпературной вакуумной экстракции водорода из металлических образцов //Материаловедение №5(98) Москва. – 2005. – С. 51–54.

МОДЕЛЬ МНОГОЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЭРБИЕВЫХ КРИСТАЛЛОВ В ДИАПАЗОНЕ 3 МКМ ПРИ СЕЛЕКТИВНОЙ НАКАЧКЕ НА НИЖНИЙ ЛАЗЕРНЫЙ УРОВЕНЬ

Д.Ю. Сачков

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.Ю. Храмов

В настоящей работе рассматривается возможность получения многочастотной генерации в области 3 мкм в кристалле Er:YLF при мощной селективной накачке на нижний лазерный уровень, предложена модель многочастотной генерации на основе системы балансных уравнений.

Ключевые слова: лазер, эрбиевые кристаллы

Введение

Хорошо известны значительные перспективы применения лазеров, излучающих в области 3 мкм, в медицине, связанные с наличием в этом диапазоне одного из максимумов поглощения воды, входящей в состав биотканей.

Одними из сред, в которых получена генерация в данном диапазоне, являются кристаллы, активированные ионами эрбия. Лазерный переход трехмикронного диапазона (${}^4I_{11/2} - {}^4I_{13/2}$) в эрбиевых кристаллах является самоограниченным. Однако, наличие интенсивных кросс-релаксационных (в частности, апконверсионных) процессов в данных средах позволяет не только снять самоограничение, но и реализовать генерацию при селективной накачке на нижний лазерный уровень. Накачке на нижний лазерный уровень соответствует излучение на длине волны 1.5 мкм, на верхний – 0.98 мкм. Наличие мощных лазерных диодов в обоих этих диапазонах делает эрбиевые кристаллы весьма удобными для создания трехмикронных медицинских лазеров.

Давно известно, что в случае селективной накачки на верхний лазерный уровень, в эрбиевых кристаллах возможна многочастотная генерация [1, 2]. В настоящей работе рассматривается возможность получения многочастотной генерации в кристалле Er:YLF при селективной накачке на нижний лазерный уровень.

Описание расчетной модели

Динамику генерации эрбиевого лазера можно описать при помощи системы балансных уравнений, приведенной в [3], дополненной уравнениями для интенсивности света на переходах между подуровнями мультиплетов ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$. Эта система позволяет рассчитать динамику генерации лазера с учетом излучательных, безизлучательных и кросс-релаксационных переходов между шестью нижними уровнями активатора, однако является слишком сложной для получения аналитических зависимостей.

Разработанная модель основана на упрощенной системе балансных уравнений и учитывает населенности только первых двух уровней (лазерные уровни) и один кросс-релаксационный процесс. Этим процессом является заселение верхнего лазерного уровня за счет апконверсии с нижнего уровня. Такое представление является условным, т.к. в действительности апконверсия с нижнего лазерного уровня идет на уровень ${}^4I_{9/2}$, с которого, вследствие быстрой безизлучательной релаксации большая часть возбужденных атомов переходит на верхний лазерный уровень (что учитывается посредством коэффициента k). Описанной модели соответствует следующая система балансных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = -(\sigma_{em}N_2 - \sigma_{abs}N_1)I - N_2A_2 + k\gamma_1N_1^2 \\ \frac{dN_1}{dt} = (\sigma_{em}N_2 - \sigma_{abs}N_1)I - N_1A_1 - 2\gamma_1N_1^2 + R, \\ \frac{dI}{dt} = I[(\sigma_{em}N_2 - \sigma_{abs}N_1) - g]V_c \end{cases} \quad (1)$$

где N_2 , N_1 – населенности верхнего и нижнего лазерных уровней (в $1/\text{см}^3$); A_2 , A_1 – полная вероятность расселения верхнего и нижнего лазерных уровней ($1/\text{с}$); R – скорость накачки ($1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$); γ_1 – коэффициент апконверсии ($\text{см}^3/\text{с}$); k – коэффициент ветвления; g – полные потери в резонаторе ($1/\text{см}$); V_c – скорость света в резонаторе ($\text{см}/\text{с}$); σ_{em} , σ_{abs} – сечения вынужденного излучения и поглощения на выбранном переходе (см^2).

При решении системы (1) можно использовать тот факт, что в режиме свободной генерации усиление колеблется на уровне полных потерь. Если считать, что усиление строго равно потерям, будет утеряна информация о пиковой структуре излучения, однако поведение усредненных населенностей уровней (населенностей, не имеющих скачков, соответствующих пикам генерации) будет описываться верно.

Для расчетов были использованы параметры активной среды и резонатора, приведенные в таблице, где под концентрацией активатора понимается процент замещенных атомов иттрия. Коэффициент кросс-релаксации γ_1 был вычислен по формуле, приведенной в [3]. Из данных о вероятностях переходов с уровня $^4I_{9/2}$, также приведенных в [3], следует, что практически все атомы за счет быстрой безизлучательной релаксации переходят с этого уровня на верхний лазерный уровень. Таким образом, коэффициент ветвления k можно принять равным 1.

Таблица. Параметры резонатора и активного элемента

Параметр	Значение
Размеры активного элемента ($\varnothing \times l$), мм	2.5×35
Концентрация активатора	50%
Коэффициент отражения выходного зеркала	98%
Длина резонатора, см	6
Вредные потери, см^{-1}	0.001
γ_1 , $\text{см}^3/\text{с}$	$1 \cdot 10^{-16}$

Известно, что лазерные уровни $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ представляют собой мультиплеты, состоящие из 6-ти и 7-ми подуровней соответственно. Вероятности переходов между подуровнями неодинаковы, что видно из рис. 1, на котором приведены сечения вынужденного излучения и поглощения Er:YLF в области 3 мкм, определенные в [4]. Решая систему (1) можно определить, на каких длинах волн в пределах полосы усиления возможна генерация.

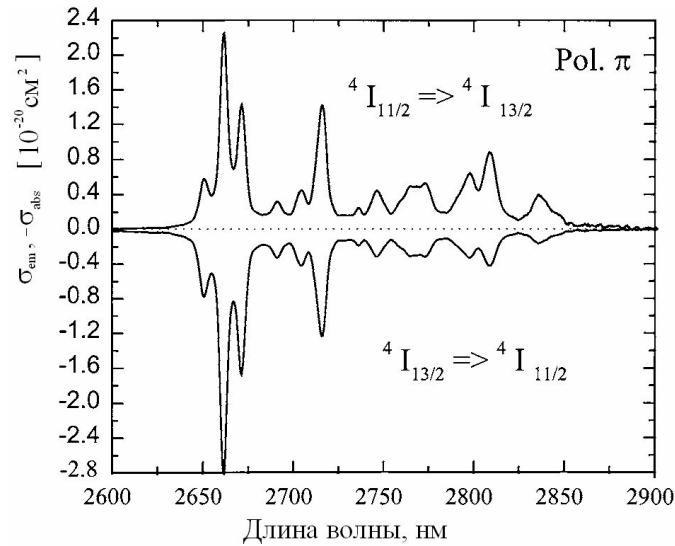


Рис. 1. Сечения вынужденного излучения и поглощения Er:YLF [4]

Полученные результаты

Рассмотрим решение системы (1) при включенной накачке, но до появления излучения генерации. В этом случае усредненная населенность нижнего уровня изменяется по закону:

$$n_1(t) = \frac{S - A_1 + Ce^{-St}(A_1 + S)}{4\gamma_1(1 - Ce^{-St})}, \quad (2)$$

где $S = \sqrt{A_1^2 + 8R\gamma_1}$, $C = (A_1 - S)/(A_1 + S)$.

Скорость накачки определяется по формуле:

$$R = P_{pump} / (V_{ar} \cdot h\nu_{pump}), \quad (3)$$

где P_{pump} – мощность накачки; V_{ar} – объем активного элемента; $h\nu_{pump}$ – энергия фотона накачки.

Аналитическое выражение для усредненной населенности верхнего уровня получить невозможно, однако можно найти ее численно. На рис. 2 представлена рассчитанная зависимость усредненной населенности верхнего лазерного уровня при накачке на нижний лазерный уровень от времени (мощность накачки принята равной 500 Вт). Также на рис. 2 приведены зависимости пороговой населенности верхнего лазерного уровня для начала генерации на переходах, соответствующих максимумам сечений из рис. 1. Пороговые населенности зависят от времени в связи с тем, что от времени изменяется населенность нижнего уровня. Пересечение графика рассчитанной населенности верхнего уровня с пороговой населенностью позволяет определить время задержки генерации для каждой длины волны. Видно, что это время минимально для перехода на длине волны 2.81 мкм. Очевидно, что генерация начнется именно на этом переходе. Однако при значительно более мощной накачке (10 кВт и более) меньшим временем задержки генерации обладает переход на 2.84 мкм. Этот факт связан с тем, что при мощной накачке генерация начинается и проходит при значительно больших населенностях уровней. К сожалению, в рамках данной модели невозможно получить аналитическое выражение, определяющее мощность накачки при которой происходит изменение начальной длины волны генерации.

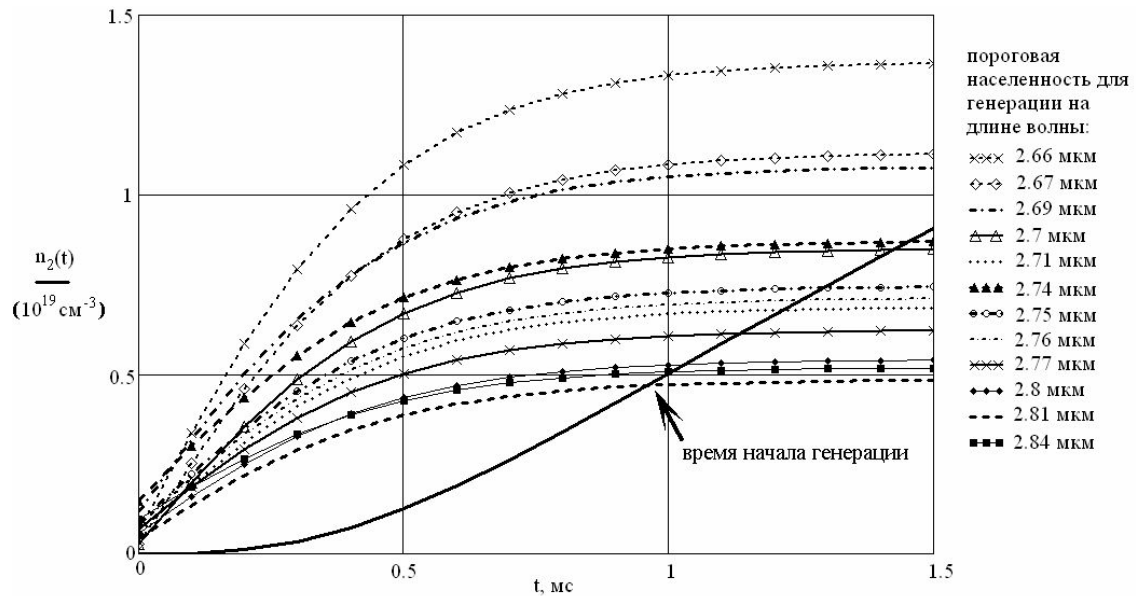


Рис. 2. Зависимость населенности верхнего лазерного уровня от времени до начала генерации

Отметим, что пороговая населенность верхнего уровня для перехода на 2.84 мкм близка к таковой для перехода на 2.81 мкм (при любой мощности накачки). Таким образом, если потери на 2.84 мкм будут меньше чем на 2.81, начало генерации возможно на 2.84 мкм.

После начала генерации средние населенности уровней продолжают расти (рис. 3). При этом усиление на некоторых переходах также увеличивается, что может привести к смене длины волны генерации.

После начала генерации на длине волны 2.81 мкм (при наличии излучения генерации в резонаторе) система (1) имеет следующее аналитическое решение:

$$\begin{cases} n_1(t) = \frac{\alpha - \beta + (\alpha + \beta) C_2 e^{-\alpha \frac{\sigma_{em,2.81}}{\sigma_{em,2.81} + \sigma_{abs,2.81}} (t-t_0)}}{2c - 2c C_2 e^{-\alpha \frac{\sigma_{em,2.81}}{\sigma_{em,2.81} + \sigma_{abs,2.81}} (t-t_0)}} \\ n_2(t) = \frac{\sigma_{abs,2.81}}{\sigma_{em,2.81}} n_1(t) + \frac{g_{2.81}}{\sigma_{em,2.81}} \end{cases} \quad (4)$$

где t_0 – время начала генерации; $\alpha = \sqrt{\beta^2 + 4c(\sigma_{em,2.81}R - A_2g_{2.81})} / \sigma_{em,2.81}$; $\beta = (\sigma_{em,2.81}A_1 + \sigma_{abs,2.81}A_2) / \sigma_{em,2.81}$; $C_2 = (2cn_{10} + \beta - \alpha) / (2cn_{10} + \beta + \alpha)$; $c = \gamma_1(2 - k)$; $\sigma_{em,2.81}$ и $\sigma_{abs,2.81}$ – сечения вынужденного излучения и поглощения на длине волны 2.81 мкм; n_{10} – населенность нижнего уровня в момент начала генерации.

На рис. 3 представлены графики зависимостей (4) при мощности накачки 500 Вт. Из рис. 3 видно, что населенности уровней быстро выходят на стационарное значение, при этом усиление на всех основных переходах уменьшается. Исключением является переход на 2.84 мкм. Для него усиление несколько увеличивается (рис. 4а) и при достаточно мощной накачке оно может достигнуть пороговой величины (рис. 4б – мощность накачки 2 кВт) и генерация продолжиться на 2.84 мкм.

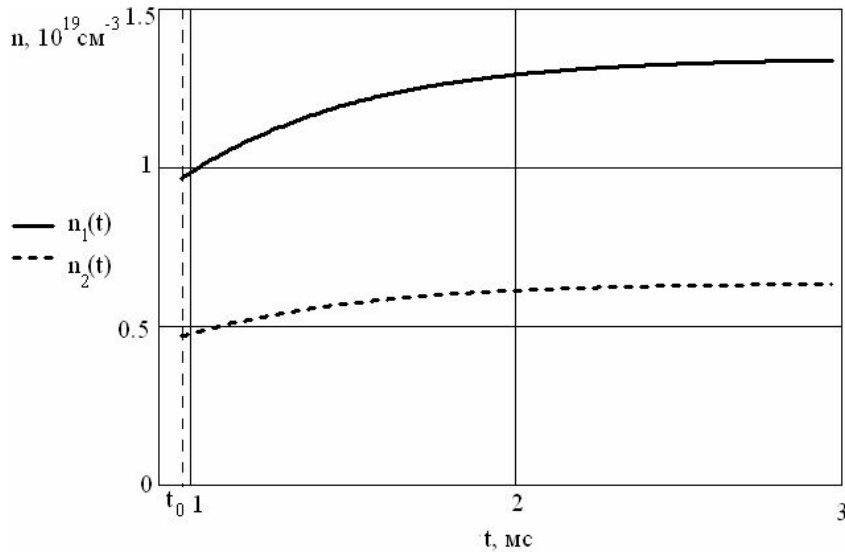


Рис. 3. Зависимость населенностей уровней лазерного перехода от времени при наличии генерации на 2.81 мкм

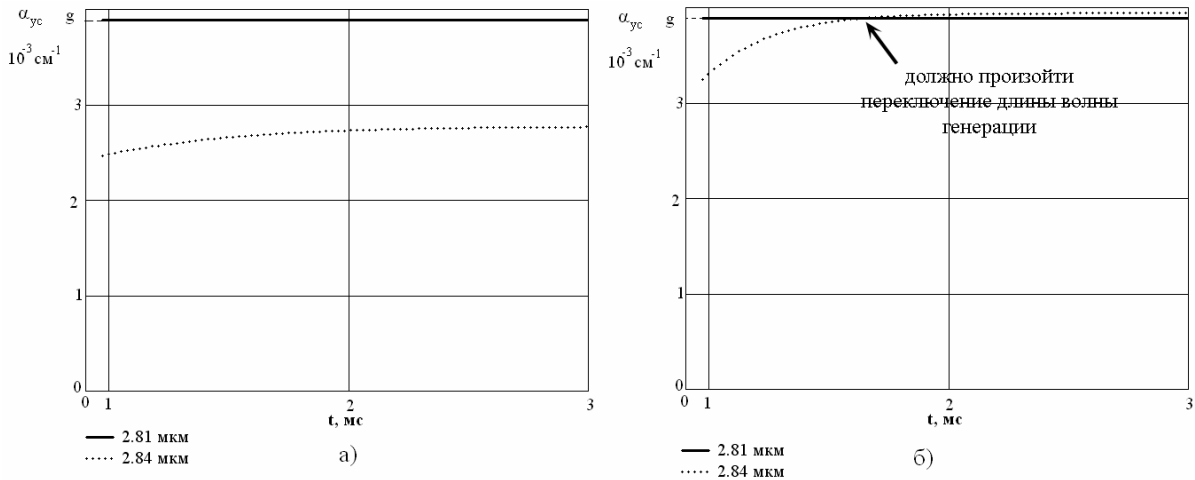


Рис. 4. Зависимость усиления на длине волны 2.84 мкм от времени при генерации на длине волны 2.81 мкм

Стационарные значения населенностей лазерных уровней при генерации на 2.81 мкм можно вычислить по формулам:

$$N_{1,st} = \frac{\sqrt{\beta + 4c(R - A_2\gamma_{2.81} / \sigma_{em,2.81})} - \beta}{2c} \quad (5)$$

$$N_{2,st} = \frac{\sigma_{abs,2.81} \sqrt{\beta + 4c(R - A_2\gamma_{2.81} / \sigma_{em,2.81})} - \beta}{\sigma_{em,2.81} 2c} + \frac{g_{2.81}}{\sigma_{em,2.81}}$$

Очевидно, что если при значениях населенностей (5) усиление на длине волны 2.84 мкм превышает потери, то в некоторый момент времени должно произойти переключение длины волны генерации. Это дает возможность вычислить минимальную скорость накачки, при которой возможно переключение длины волны генерации с 2.81 на 2.84 мкм:

$$R = \frac{1}{4c} \left[\frac{2c(g_{2.84}\sigma_{em,2.81} - g_{2.81}\sigma_{em,2.84})}{\sigma_{em,2.84}\sigma_{abs,2.81} - \sigma_{em,2.81}\sigma_{abs,2.84}} + \beta \right]^2 - \frac{\beta}{4c} + \frac{A_2\gamma_{2.81}}{\sigma_{em,2.81}} \quad (6)$$

Для принятых в настоящей работе параметров лазера расчет по формуле (6) дает минимальную скорость накачки $8.14 \cdot 10^{22}$ $1/\text{см}^3 \cdot \text{с}$, что соответствует мощности накачки 1.9 кВт.

Заключение

Таким образом, из расчетов в рамках предложенной модели следует, что при мощной селективной накачке на нижний лазерный уровень в кристалле Er:YLF возможно получение последовательной генерации на двух длинах волн: 2.81 и 2.84 мкм. При относительно низких мощностях накачки генерация будет идти только на длине волны 2.81 мкм. При высоких мощностях возможно переключение длины волны генерации с 2.81 на 2.84 мкм, либо полное отсутствие генерации на 2.81 мкм. В рамках используемой модели получено однозначное условие, определяющее возможность переключения генерации с длины волны 2.81 мкм на 2.84 мкм. Также возможно вычислить скорость накачки, необходимую для начала генерации только на 2.84 мкм.

В дальнейшем предполагается рассмотреть вопрос эффективности трехмикронной генерации при накачке на нижний лазерный уровень, а также возможность такой генерации в других эрбиевых средах.

Литература

1. Kaminskii A.A. Laser crystals, their physics and properties. – Berlin etc: Springer. – 1981. – 700 p.
2. Auzel F., Hubert S., Meicheinin D. Multifrequency room-temperature continuous diode and Ar* laser-pumped Er³⁺ laser emission between 2.66 and 2.85 μm // Appl. Phys. Lett. – 1989. – Vol. 54. – Iss 8. – PP. 681–683.
3. Ткачук А.М., Разумова И.К., Мирзаева А.А., Малышев А.В., Гапонцев В.П. Уп-конверсия и заселение возбужденных уровней иона эрбия в кристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_4$ ($x=0.003-1$) при непрерывной накачке излучением InGaAs-лазерных диодов//Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92. – №1. – С. 73–88.
4. Labb'e C., Doualan J.-L., Girard S., Moncorg'e R., Thuau M. Absolute excited state absorption cross section measurements in Er³⁺:LiYF₄ for laser applications around 2.8 μm and 551 nm//J. Phys.: Condens. Matter. – 2000. – Vol. 12. – PP. 6943–6957.

О РОЛИ ПРЕДИМПУЛЬСА В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И ФРАКТАЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА ПРИ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

А.Р. Фадаиян

(Белорусский государственный университет)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор А.П. Зажогин

(Белорусский государственный университет)

Для установления условий оптимального влияния дополнительного лазерного импульса на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования ее методом лазерной искровой спектрометрии (ЛИС). Изучены возможности получения пленок, с достаточно хорошими механическими характеристиками, методом абляции сдвоенными лазерными импульсами многокомпонентных металлических мишеней, установленных на расстояниях 2,5 мм под углом 30° к подложке в воздушной атмосфере.

Ключевые слова: лазерная абляция, напыление пленок, сдвоенные лазерные импульсы

Введение

Лазерная абляция твердых тел наносекундными импульсами умеренной интенсивности используется во многих научных и практических приложениях. Импульсное лазерное напыление широко используется для формирования тонкопленочных структур и покрытий из самых различных материалов. Физические процессы, связанные с образованием приповерхностной лазерной плазмы, разлетом ее и осаждением на подложке настолько многофакторны, что не удается получить достаточно простых закономерностей, описывающих эти процессы. Так в частности методу импульсного лазерного напыления присущи некоторые недостатки, одним из которых является образование микрокапель (0,1–1 мкм) при абляции мишеней [1]. Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Абсолютное большинство известных методик лазерного напыления тонких пленок предполагает использование вакуумной камеры. Это делается, прежде всего, чтобы избежать торможения испаряемых частиц молекулами воздуха, а также с целью жесткого контроля состава и давления газовой смеси, участвующей в процессе осаждения. Разрабатываемый в данной работе альтернативный подход основан на использовании высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов для распыления (абляции) исходной мишени непосредственно в воздухе. Возникающий в этом случае относительно небольшой (порядка несколько мм) плазменный факел характеризуется высокой температурой и давлением, поэтому он вполне способен обеспечить интенсивный поток частиц желаемой (высокой) энергии на близко расположенную подложку при минимальном влиянии окружающей атмосферы. Заметим, что с технологической точки зрения отказ от вакуумного оборудования представляется весьма желательным, поскольку позволяет не только упростить и удешевить процесс, но и существенно расширяет возможности нанесения покрытий на изделия большого размера и/или сложной геометрии.

Постановка задачи

В большинстве исследований двухимпульсной ЛАЭС используется коллинеарная, или коаксиальная, конфигурация совмещения, когда первый и второй лазерные импульсы фокусируются в одном и том же положении на поверхности образца. Такая конфигурация наиболее распространена, поскольку она наиболее пригодна для ориентации лазерных импульсов при проведении анализа на месте и в оперативном режиме. Первый импульс обеспечивает ЛИП, которая фактически эквивалентна искре при моноимпульсной ЛАЭС, со сравнимым абляционным факелом, составом, температурой, сравнимой плотностью электронов и скоростью затухания. Вторым импульсом, который обычно следует после некоторого времени задержки t_d (вплоть до 100 мкс), вызывает абляцию дополнительного материала и порождает двухимпульсную ЛИП с совершенно иными физическими свойствами.

При фокусировке первого и второго импульсов на поверхности в коллинеарной двухимпульсной конфигурации происходит множество актов абляции, что еще более осложняет ситуацию. Некоторые исследователи попытались разделить возможные источники усиления излучения атомами и ионами, используя метод ортогональной конфигурации импульсов, при которой один лазерный импульс фокусируется на образце при нормальном падении, а другой фокусируется параллельно и на некотором расстоянии над поверхностью образца для получения ЛИП в воздухе, иначе называемой «воздушной искрой». Если искра в воздухе формируется после абляции, ее можно использовать для повторного возбуждения абляционного материала, а также для разделения усиления эмиссии в результате повторного нагрева и в результате множества абляционных актов.

Как и при других типах спектроскопии плазмы, контроль атмосферного давления и ее состава в случае двухимпульсной ЛАЭС может значительно улучшить интенсивности излучения, пределы детектирования и воспроизводимость. Кроме того, за счет устранения атмосферных вкладов в излучение аналита становится возможным анализ содержания водорода, азота и кислорода [3]. Искра в воздухе не может окружать образец наподобие газообразных гелия или аргона (тем самым устраняя одну из возможностей атомарного усиления), но физические эффекты, связанные с формированием ЛИП в воздухе, могут изменять атмосферное давление и плотность. Как считается в контексте потенциальных эффектов нагрева образца, формирование ЛИП в воздухе порождает ударную волну. Так как быстро нагревающийся твердотельный, жидкий или газообразный образец около фокального объема расширяется со скоростью в несколько раз превышающей скорость звука, он выталкивает вперед окружающую атмосферу. До того, как плазма остынет, и диффузия окружающей атмосферы сможет диффундировать в объем, находящийся под воздействием ударной волны, этот почти мгновенный нагрев и расширение предположительно оставляют за собой область с весьма повышенной температурой, несколько повышенным давлением и сильно сниженной плотностью атмосферного окружения.

Хотя в результате исследований коллинеарных конфигураций получены данные, подтверждающие влияние атмосферного давления или плотности на усиление эмиссии при двухимпульсной ЛАЭС, лучше всего это видно в исследованиях при ортогональной конфигурации с искрой до абляции [3]. Исследования, в которых объединяются искра в воздухе от фемтосекундного импульса лазера и абляционный наносекундный импульс, были очень полезны для изучения взаимодействий между импульсами и их влияния на эмиссию аналита. Как и ожидалось на основании рассмотрения источника ударной волны, образующейся при формировании ЛИП, искра в воздухе порождала приблизительно сферический объем, в котором эмиссия атомарного азота и кислорода (мера их переходной локальной концентрации) резко уменьшалась в течение ~140 мкс после формирования воздушной искры от

фемтосекундного импульса. И наоборот, эмиссия меди из подвергнутого абляции образца латуни выявило приблизительно сферический объем, в котором атомарная эмиссия усиливалась в течение ~140 мкс. С учетом непостоянства, свойственного ЛАЭС, временное перекрытие и пространственное перекрытие этих двух областей было достаточно хорошим. Несмотря на то, что эти пространственные и временные корреляции не несут причинности, они все же предполагают, что меньшая атмосферная плотность и усиленная эмиссия подвергнутого абляции анализа при двухимпульсной ЛАЭС могут быть некоторым образом связаны. Они могут обуславливать друг друга или же могут быть связаны с каким-то третьим эффектом, типа высоких температур (как в объеме ударной волны).

Результаты и обсуждение

Сравнимые результаты, полученные в ходе аналогичных экспериментов с воздушной икрой от наносекундного импульса и наносекундным абляционным импульсом, также подтверждают этот вывод [4]. 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).

Для более детального анализа эффекта действия второго импульса на процессы в приповерхностной плазме изучена динамика свечения атомных и ионных линий алюминия при различных временных интервалах между лазерными импульсами [5, 6]. В качестве типичного примера на рис. 1 приведены зависимости интенсивности атомных и ионных линий Al от величины временного интервала между импульсами. Задержка первого импульса постоянна и равна 130 мкс, и при энергии импульсов накачки 15 Дж энергия импульсов излучения равна 55 мДж. Размер пятна повреждения 180 мкм. Как видно из рис. 1, интенсивность линий в спектре I при увеличении задержки возрастает, примерно на порядок и больше, особенно для слабых. Величина I двухзарядных ионов Al III достигает максимума при временных интервалах между сдвоенными импульсами порядка 10–15 мкс, в то время как для однозарядных – в интервале 5–10 мкс.

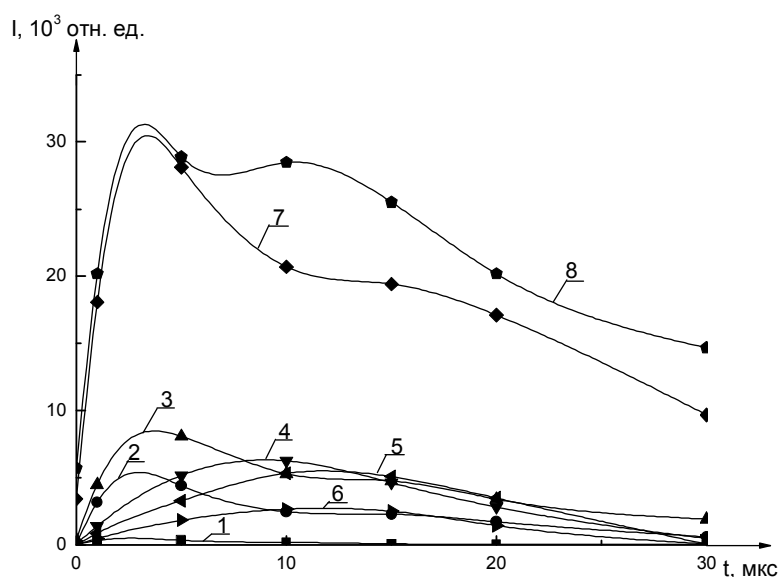


Рис. 1. Зависимости интенсивности линий алюминия от временного интервала между импульсами: 1 – Al II (281,5); 2 – Al I (308,2); 3 – Al I (309,3); 4 – Al II (358,6); 5 – Al III (360,1); 6 – Al III (361,2); 7 – Al I (394,3); 8 – Al I (396,1)

Использование схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму дает возможность проводить высокочувствительный спектральный анализ, контроль концентрации возбужденных и заряженных частиц и управление составом плазмы, направляемой на подложку.

На рис. 2 приведены зависимости изменения температуры плазмы от угла падения лазерного излучения на поверхность мишени при различных временных интервалах между сдвоенными импульсами. Температура определялась методом Орнштейна с помощью линий меди (T_1 по отношению интенсивностей линий Cu I (510.5)/Cu I (515.3), T_2 по – Cu I (510.5)/Cu I (521.8 нм)).

Как видно из приведенных данных температура плазмы при уменьшении угла падения сдвоенных лазерных импульсов с различным временным интервалом между ними более менее монотонно увеличивается, с определенной периодичностью, примерно на 1000°C .

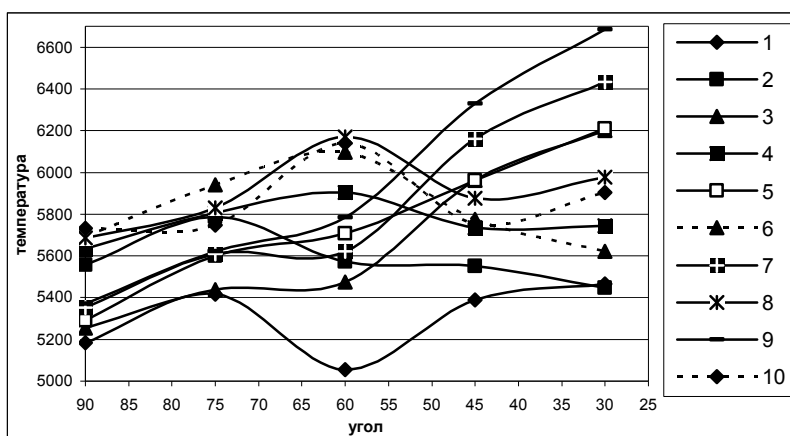


Рис. 2. Зависимости температуры T_1 и T_2 от угла падения ($E_{\text{нак}}=15$ Дж) при разных задержках импульса для T_1 : 1 – 1, 3 – 5, 5 – 10, 7 – 15, 9 – 20 мкс; T_2 : 2 - 1, 4 – 5, 6 – 10, 8 – 15, 10 – 20 мкс

Динамика напыления на поверхность стекла наночастиц Cu исследована при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на медную мишень, установленную под углом 30 градусов к падающему излучению и подложке на расстоянии 2,5 мм. Энергия каждого импульса излучения ≈ 55 мДж, а временной интервал между сдвоенными импульсами – 10 мкс.

Одна из основных проблем в экспериментах по осаждению кластеров на поверхность – это дальнейшая судьба кластеров. При этом частицы сразу после падения на поверхность могут фрагментироваться или частично проникать в глубь этой поверхности, а в дальнейшем диффундировать по поверхности и образовывать агрегации кластеров или кластерных фрагментов.

Изображения поверхности стекла с нанесенными покрытиями цинком, увеличенные с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 в 150 раз, приведены на рис. 3.

При напылении меди 600-ми одиночными лазерными импульсами на поверхности полированного стекла появляется тонкая пленка с очень маленькими частицами (см. рис. 3а). Фотографии при напылении цинка сдвоенными лазерными импульсами с межимпульсным временным интервалом 10 мкс приведены на рис. 3б. При напылении меди 600-ми сдвоенными лазерными импульсами на поверхность полированного стекла, появились только фракталы размером до 70 мкм и высотой 9 мкм, с общей площадью напыления 4500 на 6000 мкм, но капельных частиц не наблюдается.

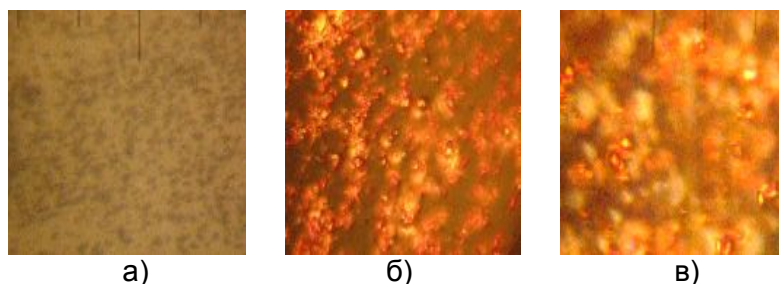


Рис. 3. Изображение поверхности стекла после напыления меди 600-ми лазерными импульсами на: а) одиночными и б) сдвоенными на полированную, в) сдвоенными на матированную поверхности

При напылении меди 600 сдвоенными лазерными импульсами на поверхность матового стекла, появилась тонкая пленка с малыми фракталами размером до 25 мкм и высотой 13 мкм, и частицами до 15 мкм с площадью 2500 на 3500 мкм (см. рис. 3в).

Таким образом, как видно из рис. 3, воздействие на мишень второго импульса с задержкой в интервале 10 мкс, приводит к существенному увеличению поступления вещества в плазму и естественно на поверхность стекла. При нулевой задержке (одиночный импульс) интенсивность воздействия существенно уменьшается рис.3а.

Замеченные явления свидетельствуют о том, что на поверхности стекла не накапливается капельная фаза, а формируются фрактальные структуры различной размерности, вплоть до макрофракталов [7]. Адгезия напыленного покрытия к поверхности стекла довольно низкая.

Заключение

На примере синтеза тонкопленочных металлических покрытий показано, что использование высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов позволяет проводить лазерное напыление тонких пленок на стекло непосредственно в воздухе, снижая до приемлемого уровня негативное воздействие окружающей атмосферы на процессы осаждения (торможение осаждаемых частиц, внедрение атмосферных газов в объем пленки). Показано, что судьба и размер частиц Cu, напыленных на поверхность стекла, существенно зависит и от вида обработки поверхности стекла.

Усиление при двухимпульсной ЛАЭС может позволить этому методу реализоваться как средству быстрого, дистанционного многокомпонентного прямого анализа на месте напыления. Лучшее понимание источников двухимпульсного усиления поможет определить среду и анализы, при которых можно ожидать усиленную эмиссию и расширенные пределы обнаружения. В целом положительные результаты первых экспериментов следует рассматривать в качестве основы для дальнейшей работы по усовершенствованию процесса безвакуумного лазерного напыления и оптимизации технологических параметров. Возможно также существенное расширение круга осаждаемых покрытий.

Литература

1. Жерихин А.Н. Лазерное напыление тонких пленок. Итоги науки и техники. Серия: Проблемы лазерной физики. – М.: ВИНТИ. – 1990. – 107 с.
2. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. – Новосибирск: Наука. – 1990. – 140 с.
3. Scaffidi J., Angel S. M., Cremers D. A. Emission Enhancement Mechanisms in Dual-Pulse LIBS. // Anal. Chem. – 2006. – № 1. – PP. 25–32.

4. Зажогин А.П., Фадаиян А.Р. Исследование динамики процессов абляции и развития приповерхностной лазерной плазмы сплавов алюминия сдвоенными лазерными импульсами. // Вестник БГУ. Серия 1. – 2008. – №3. – С. 15–18.
5. Зажогин А.П., Фадаиян А.Р. Исследование динамики процессов абляции и развития приповерхностной лазерной плазмы сплавов алюминия одиночными и сдвоенными лазерными импульсами. //Материалы VII Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии». – Минск. 17–19 июня 2008. – С. 85–88.
6. Зажогин А.П., Фадаиян А.Р. Эффекты низкопорогового пробоя приповерхностной плазмы при абляции металлов одиночными и сдвоенными лазерными импульсами. //Материалы VII Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии». – Минск. 17–19 июня 2008. – С. 97–100.
7. Каск Н.Е., Мичурин С.В., Федоров Г.М. Фрактальные структуры в лазерном факеле. // Квантовая электроника. – 2003. – 33. – №1. – С. 57–68.

ЛАЗЕРНЫЙ ИСКРОВОЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОТОКА КЛАСТЕРОВ Са ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ПОРИСТЫЕ ТВЕРДЫЕ ТЕЛА, СОДЕРЖАЩИЕ СОЛИ КАЛЬЦИЯ

М.П. Патапович

(Белорусский государственный университет)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор А.П. Зажогин

(Белорусский государственный университет)

Исследована взаимосвязь между относительной интенсивностью спектральных линий и концентрацией элементов в жидких образцах методом лазерной искровой спектроскопии при воздействии на поверхность пористых образцов сдвоенных лазерных импульсов. Разработаны аналитические методики количественного определения концентрации кальция.

Ключевые слова: спектральный анализ, сдвоенные лазерные импульсы, пористые твердые тела

Введение

Экспрессный контроль различных объектов очень важная задача современной аналитической химии, особенно в ее приложениях для охраны окружающей среды, анализа удаленных объектов, биологии, электронной промышленности и т.д. Однако, несмотря на широко ведущиеся разработки лазерных методов анализа, существует значительный разрыв между потребностями в таких методах и существующими реализациями их для повседневной практики. Одним из факторов, существенно сдерживающих широкое применение метода, является трудность, а часто и просто отсутствие, твердых образцов сравнения.

Спектральный анализ веществ, находящихся в жидком состоянии, уже давно используется для решения большого числа практически важных задач. За последние десятилетия такой метод анализа получил существенное развитие. Были разработаны новые способы введения вещества в пламя источника света, усовершенствована техника эксперимента. При этом все чаще практикуется перевод твердой пробы в раствор с последующим спектральным анализом образцов в жидком состоянии.

Спектральный анализ жидких проб обладает рядом преимуществ. При анализе растворов легко получить чрезвычайно однородную по составу пробу, как бы мала она не была, тогда, как усреднение состава твердых образцов часто оказывается довольно сложной задачей и может существенно ограничивать точность анализа. Упрощается техника эксперимента, в частности, составление эталонных смесей. Возможность разбавить раствор или упарить его до требуемого объема также облегчает проведение анализа и способствует повышению его относительной чувствительности и точности [1, 2].

Постановка задачи

Одним из основных факторов, ограничивающих широкое использование метода лазерной искровой спектрометрии для прямого анализа жидкостей является невысокая чувствительность, что делает затруднительным его использование на уровнях концентраций, близких к предельно допустимым. Проблемы нестабильности плазмы разряда в случае лазерного пробоя жидкостей стоит более остро, чем для дугового и искрового разряда, так как к факторам, обуславливающим собственную нестабильность

плазмы, добавляется случайный, характер развития механизма лазерного пробоя. Все это должно сказываться на характеристиках градуировочных графиков.

Многообразие применяющихся методов анализа жидкостей может быть сведено в три основные группы:

1) непосредственное введение значительного количества жидкости в пламя источника света;

2) непрерывная подача вещества в зону разряда в виде тонкой пленки на движущемся электроде;

3) возбуждение спектра сухого остатка раствора на электроде.

Третья группа методов анализа растворов – возбуждение спектра сухого остатка раствора, выпаренного на поверхности электрода, обладает всеми достоинствами предыдущих методов и имеет значительно меньше недостатков. Этот метод дает очень высокую абсолютную чувствительность определений (по многим элементам 10^{-5} – $10^{-7}\%$). Высокая чувствительность, воспроизводимость, значительно меньшая трудоемкость подготовки проб позволила нам остановиться на выборе именно этого метода анализа. Для ускорения процесса сушки объем раствора проб был выбран таким, чтобы процесс сушки был недолгим и не требовал высокой температуры. Экспериментально было установлено, что 25 мкл раствора обеспечивает требуемую чувствительность и хорошую воспроизводимость результатов анализа.

Перспективным направлением для улучшения характеристик лазерного искрового спектрального анализа жидкостей является, как указывалось выше, применение сухих остатков и возбуждении их двухимпульсным лазерным излучением (сдвоенными лазерными импульсами).

Результаты и обсуждение

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр 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 (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). 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 ≈ 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 переднюю поверхность двух кварцевых волокон диаметром 200 мкм и направлялось на входную щель двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС-линейки TCD 1304 AP (3648 пикселей). Запуск системы регистрации спектров осуществлялась синхронно с приходом второго импульса. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Динамика развития процессов абляции и приповерхностного плазмообразования исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии при воздействии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на поверхность пористых образцов с растворами солей в атмосфере воздуха от энергии (20–80 мДж) и временного интервала между сдвоенными импульсами 10 мкс (см. таблицу). Коэффициент использования лазерного излучения равен 0,6. Исследована динамика поступления кальция из образцов проб при воздействии 5 сдвоенных лазерных импульсов на точку.

Таблица. Зависимость энергии импульсов излучения (в мДж) от энергии накачки и задержки

Задержка, мкс	Энергия накачки, Дж							
	10	11	12	13	14	15	16	17
100	17	28,5	39,5	50	60,5	71,5	84	95,5
110	22	32,5	44,5	57,5	69	80,5	93	104
120	26,5	38	51	64	75	86	97,5	110
130	30	42	54,5	66,5	78,5	89	100	111
140	32	44	56,5	68	79,5	90	102	111
150	34	45,5	59	71	81,5	92	102	110
160	34,5	46,5	57,5	68	78	88,5	99	109
170	33	45,5	57	67,5	77,5	87,5	92	106

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов сплавов и солей металлов нами выбраны беззолные фильтры нескольких типов: быстрофильтрующие фильтры (розовая лента) – диаметр пор 10 нм; средней проницаемости (белая лента) – диаметр пор 3 нм; плотные фильтры (синяя лента) – диаметр пор 1–2 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером $10 \times 10 \text{ мм}^2$ наклеивался с помощью двухстороннего скотча на поверхность держателя образцов, а затем на поверхность фильтра наносилось по 25 мкл растворов солей исследуемых элементов.

При проведении исследований на фильтры было нанесено по 25 мкл раствора исследуемого элемента с концентрацией 10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} и $10^{-6}\%$. Следует отметить, что диаметр пятна разрушения при воздействии лазера составила 100 мкм. В результате на одну точку при концентрации $10^{-1}\%$ приходится $3 \cdot 10^{-9}$ г исследуемого химического элемента, при концентрации $10^{-2}\%$ – $3 \cdot 10^{-10}$ г и т.д. На рисунке приведены градуировочные графики для определения концентрации кальция по наиболее интенсивной в спектре ионной линии Ca II ($\lambda=393,367 \text{ нм}$ [3]) полученные для самого плотного фильтра и энергии накачки 14 Дж (энергия импульса излучения 40 мДж) и задержке первого импульса 110 мкс.

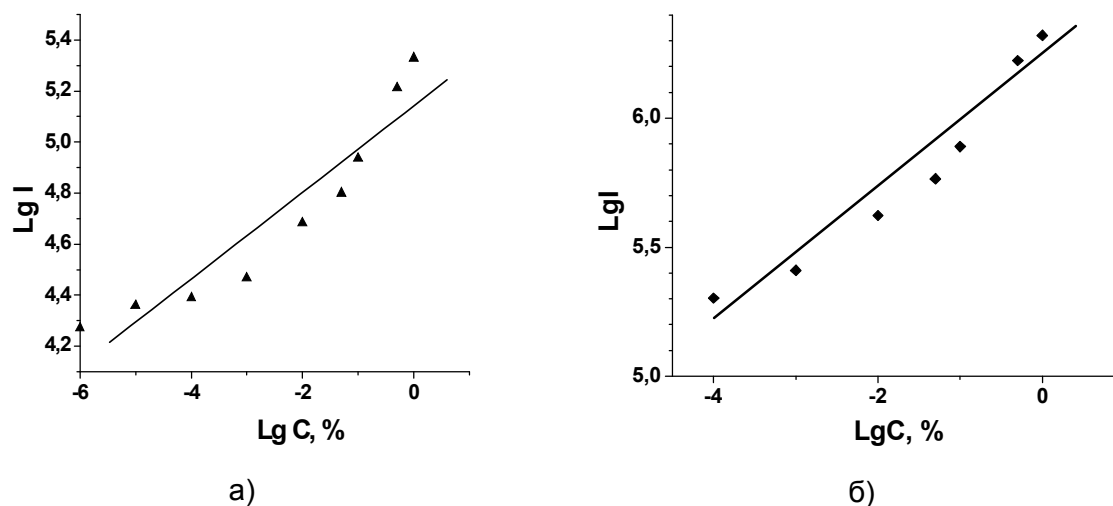


Рис. 1. Градуировочный график для определения концентрации кальция по десяти (а) и ста точкам (б)

Воздействие на образец второго импульса с задержкой в интервале 10 мкс, приводит к существенному увеличению поступления вещества в плазму и соответственному росту интенсивности линий.

Как видно из данных, приведенных на рисунке, появляется возможность повысить чувствительность количественного определения кальция, выраженная в

количестве обсчитываемых точек. Наблюдаемые особенности в поведении интенсивности линии в спектрах при $10^{-5}\%$ и ниже обусловлено фоновой концентрацией Са в дистиллированной воде, используемой при приготовлении стандартных растворов.

Полученные результаты на качественном уровне можно объяснить следующим образом. Вблизи поверхности образца с сухим остатком солей содержащих в качестве компонентов металлы, пробой эрозионного факела эрозионных металлических атомарных паров, нанокластеров происходит при небольшом превышении интенсивности лазерного излучения над значением, необходимым для образования факела [4]. В случае моноимпульсного облучения при изменении плотности фильтра (от размера пор 10 нм до 2 нм) количество центров поглощения (молекул солей) изменяется. При менее плотном фильтре количество таких центров относительно невелико. При увеличении плотности фильтра в область облучения попадает большее число микродефектов и порог пробоя воздуха у поверхности образца значительно понижается. Размерный эффект наблюдается во многих работах [5].

При использовании режима сдвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, образовавшихся при воздействии первого импульса, вторым импульсом. Общая черта всех моделей, описывающих пробой в аэродисперсных средах – это нагрев и испарение аэрозольных частиц. Большинство из них рассматривают аэрозольные частицы как фактор, облегчающий пробой за счет развития электронной лавины в продуктах разрушения частиц [5].

Исследование процессов поступления элементов с поверхности пористых тел показало, что природа подобных процессов связана как с отличием физико-химических свойств элементов, так и взаимодействием лазерных импульсов на поверхности и в объеме пористого тела.

Заключение

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности пористого тела, при воздействии на нее двух последовательных импульсов показали возможность определения содержания элементов в жидкостях с хорошей чувствительностью. Определены параметры установки, обеспечивающие возможность получения максимальной интенсивности линий Са.

Это может иметь значение не только для развития методов лазерной атомно-эмиссионной многоэлементной спектрометрии, но и для развития методов модифицирования поверхности пористых твердых тел, например оксидированного алюминия.

Литература

1. Карякин А.В., Грибовская И.Ф. Эмиссионный спектральный анализ объектов биосферы. – М.: Наука. – 1979. – 124 с.
2. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. – Новосибирск: Наука. – 1990. – 140 с.
3. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. – М.: ГИТТЛ. – 1962. – 560 с.
4. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. Избранные задачи теории лазерной абляции. //УФН. – 2002. – Т.172. – №3. – С. 301–333.
5. Воробьев В.С. Плазма, возникающая при взаимодействии лазерного излучения с твердыми мишенями. //УФН. – 1993. – Т.163. – №12. – С. 51–83.

ЛАЗЕРНОЕ СВЕРЛЕНИЕ МИКРООТВЕРСТИЙ С ПОМОЩЬЮ СДВОЕННЫХ ИМПУЛЬСОВ

К.Ф. Ермалицкая

(Белорусский государственный университет)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Е.С. Воропай

(Белорусский государственный университет)

Исследована возможность применения сдвоенных лазерных импульсов с микросекундными межимпульсными интервалами для улучшения качества сверления микроотверстий в металлических мишенях. Разработана качественная физическая модель, описывающая процессы лазерной абляции с поверхности металлов при воздействии сдвоенных лазерных импульсов.

Ключевые слова: лазерная абляция, сдвоенные лазерные импульсы, сверление микроотверстий

Введение

Развитие надежных и мощных лазеров, работающих в импульсном и непрерывном режиме (Nd:YAG, CO₂-лазеры), позволило проводить с их помощью целый ряд технологических операций. К важнейшим процессам лазерной микрообработки следует отнести сверление микроотверстий, которое обладает целым рядом преимуществ по сравнению с существующими химическими и механическими методами. Прежде всего – это возможность воздействия на любые материалы (очень твердые, хрупкие, слоистые, жаропрочные, пластичные и др.) в любой атмосфере (включая вакуум). Процесс сверления может проводиться под любым углом к поверхности, кроме того, использование лазеров позволяет получать фигурные отверстия различного диаметра. Благодаря данным особенностям лазерное сверление применяется в различных областях техники: изготовление алмазных фильеров для волочения проволоки, рубиновых часовых камней, керамических прокладок для коаксиальных кабелей, подложек микросхем и печатных плат и др.

К недостаткам данного метода сверления отверстий следует отнести вероятность образования бруствера из застывшего выплеска расплава материала, что ухудшает пространственное разрешение, чистоту и качество обработки, сужая ее практическую применимость [1]. Также необходимо принимать во внимание тот факт, что при многоимпульсном лазерном сверлении импульсами наносекундного излучения, как правило, не удастся получить слишком высокое отношение глубины отверстия к его диаметру и, кроме того, наблюдается значительная непараллельность (конусность) боковых стенок полученных отверстий.

При разработке и оптимизации методов лазерного сверления различного рода объектов необходимо учитывать особенности взаимодействия мощного лазерного излучения с поверхностью мишени: процессы взаимодействия лазерного излучения с материалами, в частности нагревание, испарение, появление жидкой фазы, реактивное давление паров и т.д.

В рамках двумерной модели лазерной обработки предполагается, что на начальных стадиях формирования отверстия его диаметр изменяется незначительно, глубина же растет линейно с течением времени из-за испарения вещества мишени по всей площади светового пятна. Однако в реальных процессах лазерной микрообработки поверхности мишени необходимо учитывать, существенная доля образовавшейся в результате плавления жидкой фазы остается на стенках кратера после окончания лазерного импульса. Перераспределение расплава внутри кратера до начала процесса кристаллизации оказывает решающее влияние на окончательную форму отверстия. В

результате снижается эффективность и ухудшается качество сверления отверстий. При выборе оптимальных параметров лазерного излучения для сверления микроотверстий необходимо учитывать факторы, приводящие к увеличению количества жидкой фазы: уменьшение плотности светового потока из-за постепенной расфокусировки луча с ростом глубины отверстия; медленный спад мощности в конце импульса и длительность воздействия. В ряде теоретических и экспериментальных работ, посвященных лазерной микрообработке поверхности показано, что только импульсные лазеры, обеспечивающие постоянную плотность потока мощности q в обрабатываемой зоне, позволяют достичь стабильного качества сверления отверстий [3, 4].

Для улучшения качества лазерной микрообработки поверхности необходимо использовать импульсы минимальной длительности и достаточно высокой плотности мощности, чтобы обеспечить наименьшее количество жидкой фазы. Кроме того, широко применяется техника многоимпульсной микрообработки, в которой отверстие формируется посредством применения последовательности идентичных лазерных импульсов заданной энергии и длительности [5]. При этом конечная глубина отверстия определяется полной энергией серии импульсов, а диаметр кратера зависит от средних параметров лазерного импульса.

Постановка задачи

Одним из перспективных направлений исследований взаимодействия лазерного излучения с поверхностью вещества является изучение воздействия сдвоенных лазерных импульсов с микросекундными интервалами на мишень. Важной особенностью данного метода является то, что второй из пары лазерных импульсов взаимодействует не только с поверхностью мишени, но и с эрозионной плазмой. Температура, плотность паров и скорость разлета последней определяются плотностью мощности, энергией импульса и временным интервалом между импульсами. Подбирая параметры лазерного излучения, можно варьировать степень экранировки излучения второго импульса плазмой, влияя, таким образом, на форму, глубину и радиус кратера. В течение микросекундной задержки после прихода первого импульса расплав, находящийся на дне и стенках кратера не успевает кристаллизироваться. Вторым лазерный импульс частично испаряет жидкую фазу; возрастающее давление паров внутри лунки вытесняет расплав на поверхность мишени. Целью данной работы являлось исследование возможности использования сдвоенных лазерных импульсов для сверления микроотверстий в металлических мишенях.

Аппаратура и методика исследования

При проведении исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника возбуждения плазмы используется двухимпульсный неодимовый лазер, который может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами изменяется с шагом $\Delta t=1$ мкс. Энергия накачки лазера E_n варьируется в пределах от 8 до 16 Дж, энергия импульса $E_{имп}$ – от 10 до 100 мДж. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки составляет примерно $d=50$ мкм. Свечение плазмы собирается на входные щели двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводится оптоэлектронным блоком на базе 3648-элементных ПЗС-линеек TCD 1304 AP (Toshiba). Запуск системы регистрации эмиссионного спектра образца осуществлялся

синхронно с приходом второго импульса. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Объектом исследований являлись образцы чистых металлов: меди, цинка, свинца и алюминия. В ходе проведения эксперимента на поверхность мишеней воздействовали серии лазерных импульсов с различным межимпульсным интервалом Δt (0, 1, 5 и 10 мкс). Энергия накачки лазера составляла 8, 10 и 12 Дж. Временной интервал 0 мкс соответствует одновременному воздействию на мишень двух лазерных импульсов. Глубина h и диаметр d кратеров определялся с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4, который позволяет наблюдать поверхность образца, увеличенную в 150 раз. Значение абсолютной приборной погрешности измерения глубина кратера h – $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ м, диаметра d – $\pm 5 \cdot 10^{-6}$ м.

Результаты и их обсуждение

В ходе проведения эксперимента была исследована зависимость глубины и диаметра кратера от числа импульсов N в точку. Динамика изменения d с числом импульсов зависит не только от вещества, но и от энергии накачки (рис. 1). Так при $E_n=8$ Дж диаметр лунки увеличивается только в течение первых нескольких импульсов, затем d остается постоянным. При нулевом временном интервале между импульсами рост диаметра лунки прекращается после 6–7 импульса, при $\Delta t \neq 0$ мкс постоянство d наступает уже на четвертом импульсе. При больших Δt в течение первых импульсов диаметр лунки в 2 раза меньше, чем d при нулевом временном интервале, но на десятом импульсе величины диаметров кратеров на поверхности практически одинаковы во всех проведенных экспериментах. В случае меньших Δt наблюдается линейная зависимость диаметра кратера от числа импульсов в точку.

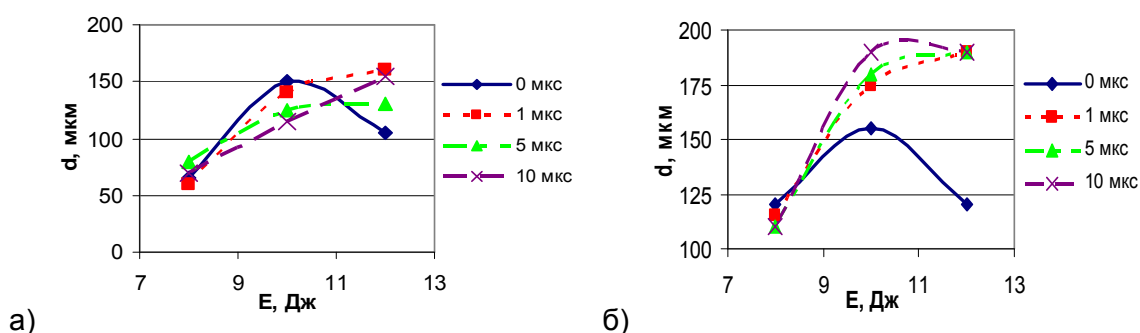


Рис. 1. Зависимость диаметра кратера на поверхности металлической мишени от энергии накачки лазера: а) медь; б) цинк

Из рис. 1 видно, что при энергии накачки 8 Дж диаметр кратера не зависит от временного интервала между импульсами. Данное обстоятельство объясняется тем, что при малых значениях энергии импульса взаимодействие лазерного излучения с поверхностью металлической мишени можно описать в рамках тепловой абляции. Энергия лазерного импульса в данном случае практически полностью расходуется на испарение вещества с поверхности образца, в результате в кратере почти не присутствует металл в жидкой фазе с температурами выше температуры кипения. В результате не происходит заметного нагрева областей мишени, находящихся вблизи стенок кратера. В случае сдвоенных лазерных импульсов второй импульс воздействует преимущественно на дно лунки, почти не испаряя вещества со стенок кратера. При увеличении энергии импульса возрастает и доля расплава, образующаяся под воздействием мощного излучения. Кроме того, необходимо учитывать, что в данном случае плазма имеет большую плотность, высокое давление паров внутри кратера вытесняет жидкий перегретый металл на стенки лунки. Второй лазерный импульс,

взаимодействуя с расплавом, выносит вещество, как со дна, так и со стенок кратера. Дальнейшее увеличение энергии накачки лазера для сдвоенных импульсов не приводит к значительному изменению диаметра кратера, так как возрастает и степень экранировки излучения второго импульса плазмой.

Увеличение энергии накачки приводит к росту объема бруствера, состоящего из застывшего выплеска расплава металла (рис. 2). Таким образом, «чистая» лазерная абляция, т.е. взаимодействие лазерного излучения с поверхностью металлической мишени без образования бруствера возможно только при энергиях накачки ≤ 10 Дж. Дальнейшее увеличение энергии накачки лазера при сверлении микроотверстий оправдано лишь в случае, когда необходимо увеличить диаметр лунки, при этом неприципиально повреждении поверхности мишени в области формирования кратера.

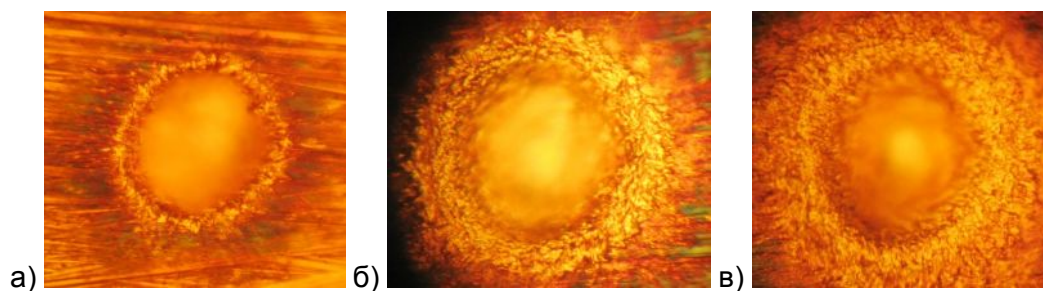


Рис. 2. Общий вид кратеров, образовавшихся на поверхности медной мишени под воздействием серий лазерных импульсов с временным интервалом между сдвоенными лазерными импульсами $\Delta t = 1$ мкс и энергиями накачки: а) 8 Дж; б) 12 Дж; в) 15 Дж

Увеличение высоты бруствера над поверхностью мишени приводит к росту высоты стенок кратера, т.е. того расстояния, которое необходимо преодолеть плазме для того, чтобы покинуть поверхность образца. Вследствие этого частицы плазмы успевают перейти в конденсированное состояние до того момента, как достигнут вершины кратера. Часть из образовавшихся ассоциативных комплексов оседает на стенках лунки, приводя к образованию фрактальных структур. Остальные частицы начинают рассеивать лазерное излучение, уменьшая, таким образом, долю энергии доходящей до дна кратера. При энергии накачки лазера ≤ 10 Дж вещество внутри кратера не переходит в состояние расплава, а сублимируется и выносится ударной волной за пределы мишени.

Существенной зависимости размеров бруствера от временного интервала обнаружено не было, так как увеличение Δt не приводит к существенному изменению энергии лазерного импульса.

Однако самыми важными характеристиками лазерного сверления микроотверстий является зависимость глубины h от числа импульсов и форма кратера (рис. 3).

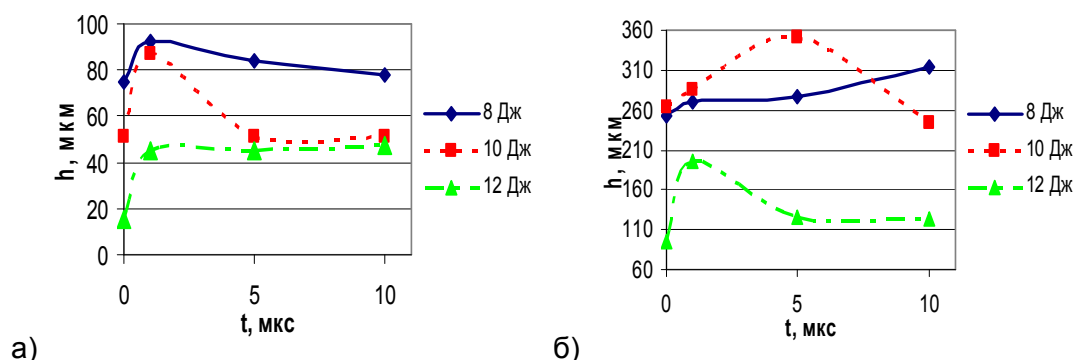


Рис. 3. Зависимость глубины кратера в металлической мишени из меди (а) и свинца (б) от энергии накачки лазера и временного интервала между сдвоенными лазерными импульсами

В ходе проведенного эксперимента было определено, что для достижения наибольшей параллельности стенок кратера необходимо воздействовать на поверхность мишени излучением с энергией накачки 8 Дж. Как упоминалось выше, увеличение энергии приводит к росту количества расплава внутри лунки. Жидкая фаза вытесняется на стенки кратера, где по мере продвижения вверх охлаждается и конденсируется. В результате получающийся кратер имеет конусообразную форму, кроме того стенки лунки покрыты застывшими каплями металла, образующими выступы и шипы.

Таким образом, при сверлении микроотверстий в металлических мишенях оптимальным является использование сдвоенных лазерных импульсов с энергией накачки 8 Дж и временном интервалом между импульсами 1 мкс. При одних и тех же параметрах лазерного излучения глубина кратера в мишенях из разных металлов значительно отличается. В рамках двумерной модели лазерной абляции различие в величине h для исследуемых мишеней обусловлено лишь разницей значений теплоты испарения. В таблице приведены рассчитанные значения h и, для сравнения, измеренные в ходе проведения эксперимента.

Таблица. Значения глубины кратера h на поверхности металлической мишени, рассчитанные в рамках двумерной модели лазерной абляции и определенные экспериментально

материал мишени	медь	цинк	свинец	алюминий
$h_{теор}$	7	14	21	12
$h_{эксп}$	9	18	27	19

Таким образом, расчет глубины кратера в рамках двумерной модели лазерной абляции, при возбуждении спектров сдвоенными лазерными импульсами дает заниженные значения h . При данном подходе предполагается, что каждый лазерный импульс воздействует на поверхность образца, температура которой гораздо ниже, чем температура плавления данного вещества. При использовании сдвоенных лазерных импульсов первый импульс возбуждает плазму, что приводит к значительному увеличению давления паров над поверхностью мишени, что в свою очередь может изменить температуру плавления образца. Основываясь на законах сохранения импульса и энергии, определим среднее за импульс давление факела абляции P на поверхность мишени с учетом поглощения в нем лазерного излучения:

$$P \approx \frac{\sqrt{\rho \xi F z}}{\sqrt{2\tau}}, \quad (1)$$

где ρ – плотность материала в начальном твердом состоянии; ξ – доля лазерной энергии, перешедшей в энергию факела; z – глубина абляции за импульс (для оценки положим $z=h$); F – плотность лазерной энергии. В рамках данной модели среднее давление паров над поверхностью мишени после воздействия первого импульса из пары сдвоенных для меди, цинка, свинца и алюминия составляет соответственно 500, 650, 1000 и 410 МПа.

Температуры плавления вещества мишеней при атмосферном давлении P_0 , и давлении факела абляции P приведены на рис. 4 для сравнения в виде диаграммы.

Увеличение температуры плавления металлов при увеличении давлении в приповерхностной области приводит и к увеличению теплоты плавления L , т.е. той энергии, которую необходимо затратить для того, чтобы перевести 1 моль вещества в жидкое состояние. Так как $h \sim 1/L$, то использование сдвоенных лазерных импульсов с микросекундной задержкой позволяет получить большую глубину кратера, по сравнению с воздействием на поверхность одновременно двух импульсов ($\Delta t=0$ мкс) при одинаковой мощности.

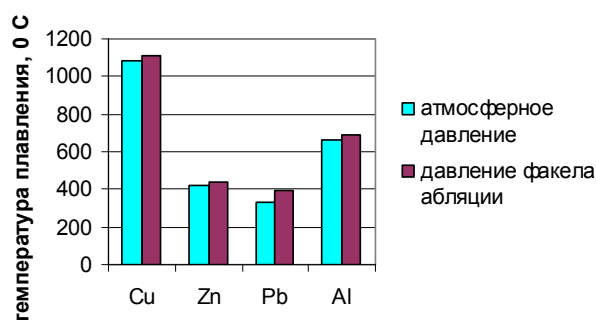


Рис. 4. Температуры плавления металлов при атмосферном давлении, и при давлении факела абляции

Заключение

Исследования, проведенные для образцов 4-х металлов (медь, цинк, алюминий и свинец) показали, что в случае воздействия на поверхность мишени сдвоенных лазерных импульсов удается получить большую глубину кратера по сравнению с одиночными импульсами той же суммарной мощности, без изменения формы и диаметра лунки. При лазерном сверлении микроотверстий необходимо учитывать, что в условиях взаимодействия импульсов с большой энергией происходит значительный разогрев облучаемой зоны, причем температура в ней может превысить температуру плавления металла. Образовавшаяся перегретая жидкость вытесняется давлением паров со дна на стенки кратера и на поверхность мишени. Это приводит к изменению формы кратера с цилиндрической на конусообразную и образованию бруствера, т.е. снижается качество лазерной микрообработки поверхности. В этом случае с целью обеспечения высокого качества и воспроизводимости результатов обработки необходимо снижать энергию лазерного импульса. Если требования к точности обработки не очень велики, но принципиальным является увеличение диаметра кратера, то можно увеличивать энергию накачки лазера до 15 Дж, имея в виду, что это приведет к значительному снижению скорости отверстия.

Дальнейшие исследования применения сдвоенных импульсов нацелены на изучение возможностей сверления микроотверстий в многокомпонентных сплавах и неметаллических соединениях.

Литература

1. Вейко В.П, Либенсон М.Н. Лазерная обработка. – Л.: Лениздат. – 1973. – 152 с.
2. Вейко В.П. Лазерная микрообработка. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2005. – 100 с.
3. Горный С.Г., Григорьев А.М., Патров М.И., Соловьев В.Д., Туричин Г.А. Специфика поверхностной обработки металла сериями лазерных импульсов наносекундной длительности/ Кв. электроника. – 32. – № 10. – 2002. – С. 929–932.
4. Токарев В.Н. Выталкивание вязкой жидкости при наносекундной УФ лазерной абляции: от «чистой» обработки к наноструктурам/ Лаз. физика. – Т. 16. – № 9. – 2006. – С. 1291–1307.
5. Tokarev V.N., Kaplan A.F.H. / Suppression of melt flows in pulse laser ablation: Application to the clean laser processing. J. Phys. D: Appl. Phys. – V. 32. – 1999. – PP. 1526–1538.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.В. Свирина, О.Н. Сергаева

Научный руководитель – д.т.н., профессор Е.Б. Яковлев

Статья посвящена проблеме лазерного плавления металлов ультракороткими импульсами. Предложена модифицированная вакансионная модель плавления, на основе которой проведен анализ лазерного плавления, объяснены некоторые особенности, например, постоянство температуры поверхности и наличие потока энергии к фронту плавления без градиента температуры в расплавленном слое, проведен численный расчет.

Ключевые слова: лазерное плавление, вакансионная модель плавления, ультракороткие лазерные импульсы, численное моделирование

Введение

В последние годы возвратился интерес к изучению лазерно-индуцированных фазовых переходов (плавление, кристаллизация) в различных материалах. Было выяснено, что при быстром лазерном нагревании кинетика этих переходов существенно отличается от их протекания в условиях медленного нагревания [1].

При изучении воздействия ультракоротких лазерных импульсов на металлы обнаружено, что в этих условиях плавление происходит при температурах больших, чем температура плавления. Кроме того, если придерживаться существующих представлений о том, что фронт плавления распространяется с поверхности, то скорость его продвижения оказывается больше, чем допустимая скорость распространения возмущения в металлах – скорость звука [2].

Существует множество теорий плавления [см., например, 3], однако ни одна из них не дает возможности проанализировать кинетику плавления при действии ультракоротких лазерных импульсов, когда необходимо детально знать механизм перехода вещества из твердого состояния в жидкое. Например, предложен механизм гомогенной нуклеации, заключающийся в том, что при значительных перегревах в объеме перегретого материала могут возникнуть зародыши жидкой фазы, произойдет объемное плавление [2]. Против этого можно возразить: объем расплава большинства металлов больше, чем объем твердой фазы, поэтому при возникновении зародыша расплава в нем должно вырасти давление, что приведет к увеличению температуры плавления: вероятность образования зародыша резко снижается.

Теории плавления не могут также объяснить, как переносится энергия к фронту плавления при отсутствии градиента температуры в слое расплава, и когда начинается увеличение температуры расплава на поверхности, то есть, когда возникает градиент температуры в расплаве.

Модифицированная вакансионная модель плавления

Основные классические выводы, касающиеся плавления и затвердевания, были получены еще до того, как атомистическая теория стала общепризнанной. До появления методов изучения молекулярной структуры вещества термодинамика фазовых превращений попросту не принимала ее во внимание. Поэтому современные теории плавления должны описывать через показатели структуры кристалла и его расплава те разнообразные процессы, в результате которых энтропия кристалла увеличивается во время его перехода в расплав, строение которого менее упорядочено [3].

В работе [4] предложена модифицированная вакансионная модель плавления, которая может быть применена для описания процесса плавления при действии ультракоротких лазерных импульсов.

Основные положения модели плавления, основанной на анализе изменения концентрации вакансий, предложены Френкелем [5, 6]. Их можно сформулировать следующим образом:

– явление плавления связано с резким увеличением числа вакансий в кристалле при увеличении температуры, для объяснения которого необходимо учитывать уменьшение энергии образования вакансий при росте их концентрации;

– с увеличением концентрации вакансий связана скрытая теплота плавления и изменение объема при плавлении;

– увеличение концентрации вакансий происходит за счет их диффузии с поверхности, поэтому плавление происходит с поверхности.

На основе этих положений построена модель, описывающая процесс плавления.

Согласно этой модели, нарушение дальнего порядка при плавлении происходит за счет деформации кристаллической решетки вакансиями (см. рис. 1).

При больших концентрациях вакансий, когда деформированные области перекрываются, кристаллическая решетка будет деформирована полностью. В таком, деформированном вакансиями кристалле, атомы, окружающие какой-либо произвольно выбранный атом, располагаются вокруг него преимущественно на тех же расстояниях, что и в кристалле, но с некоторым разбросом – сохраняется ближний порядок. Разброс этот носит случайный характер и быстро возрастает с увеличением расстояния от выбранного атома.

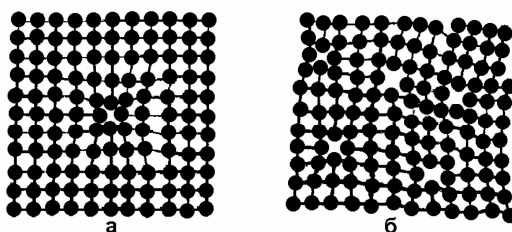


Рис. 1. Схема искажения кристаллической решетки вакансиями

Состояние такого, деформированного вакансиями кристалла, описывается его свободной энергией F

$$F = En - \alpha n [1 - \exp(-nv)] - kTn \ln \left(\frac{Ne}{n} \right), \quad (1)$$

где E – энергия образования вакансии; n – концентрация вакансий; α – энергия взаимодействия вакансий; v – объем, в котором взаимодействуют вакансии; N – концентрация узлов кристаллической решетки; T – температура; k – постоянная Больцмана; e – основание натурального логарифма.

Предполагается, что при увеличении концентрации вакансий n растет вероятность того, что они будут расположены на таком расстоянии друг от друга, что уменьшат суммарную энергию образования вакансий F_v . энергия образования пары взаимодействующих вакансий меньше, чем энергия образования двух невзаимодействующих вакансий $2E$, на величину 2α . Тогда энергия образования вакансий с учетом их взаимодействия будет $F_v = En - \alpha n_n$ (n_n – число вакансий во взаимодействующих парах), n_n можно определить как произведение общего числа вакансий n на вероятность того, что около вакансии в некотором объеме v , определяемом радиусом взаимодействия вакансий, окажется еще хотя бы одна вакансия, то есть по закону Пуассона $n_n = n[1 - \exp(-nv)]$.

Уравнение диффузии вакансий при плавлении можно представить в виде [4]

$$\mu \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \mu \frac{\partial n}{\partial x} \right), \quad (2)$$

где $\mu = \partial F / \partial n$ – химический потенциал вакансий; D – коэффициент их диффузии. Граничные условия сводятся к условиям для теплового потока на границе: $q = D \varepsilon(n) \partial n(0) / \partial x$ ($\varepsilon(n)$ – энергия образования и растворения вакансии).

Основные результаты

Результаты численного решения задачи о нагревании серебра импульсами микросекундной длительности приведены на рис. 2. На рис. 3 показан фрагмент экспериментальной зависимости $R(t)$ из [7].

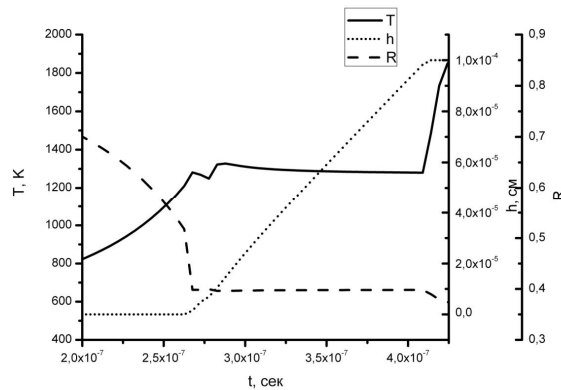


Рис. 2. Зависимость температуры поверхности T , глубины слоя расплава h , и отражения R при действии лазерного излучения на серебро

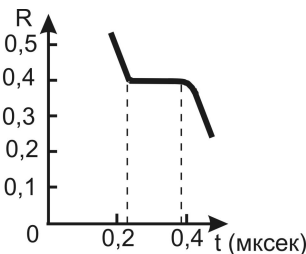


Рис. 3. Фрагмент экспериментальной зависимости отражения от времени при лазерном воздействии на серебро [7]

При вычислениях принято: теплопроводность $\lambda=4,29$ Вт/см град, удельная теплоемкость $c=2,467$ Дж/см³, $\alpha=0.5756$ э.в., $E=1.1$ э.в., $N=5.856 \cdot 10^{22}$ 1/см³, $E_d=0.66$ э.в., $\nu=1.421 \cdot 10^{-20}$ см³; $q_0=7 \cdot 10^7$ Вт/см², $\tau_0=10^{-13}$ с, начальная температура образца, согласно [7] принята равной 300°С. Форма импульса задана в виде

$$q_0 \exp \left[\frac{(t-t_m)}{t_i^2} \right] \quad t_i=0,3 \text{ мкс}, \quad t_m=0,6 \text{ мкс}.$$

Как видно из рис. 2 и 3, согласие расчета с экспериментом вполне удовлетворительное.

Темп нагревания при лазерном воздействии определяется чрезвычайно большой скоростью подвода энергии, так например, при воздействии пикосекундных импульсов скорость подачи энергии от электронов, нагретых до температур порядка нескольких десятков тысяч градусов Кельвина, к решетке может достигать $\sim 10^{14}$ Вт/см³. Процесс

плавления в этих условиях должен отличаться от хорошо известного плавления в квазистационарных условиях.

Температуру при нагревании импульсом пикосекундной длительности можно определить из решения системы уравнений:

$$\begin{aligned}
 c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{Te} \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) &= \frac{\alpha_1 q_0 t e^{-\frac{t}{t_0}}}{t_0} e^{-\alpha x} - k_{ei} (T_e - T_i) \\
 c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{Ti} \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) &= k_{ei} (T_e - T_i) \\
 \lambda_{Te} \frac{\partial T_e(0,t)}{\partial x} = \lambda_{Ti} \frac{\partial T_i(0,t)}{\partial x} &= 0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где T_e , T_i , λ_{Te} , λ_{Ti} , c_e , c_i – температуры, теплопроводности и теплоемкости, индексы e и i относятся к электронному газу и решетке соответственно; k_{ei} – коэффициент теплообмена между электронным газом и решеткой; $\alpha_1 q_0 t \exp(-\alpha_1 x - t/t_0)/t_0$ – поглощенная плотность мощности лазерного излучения; α_1 – коэффициент поглощения; q_0 – максимальная плотность мощности поглощенного лазерного излучения; t_0 – характерное время лазерного импульса; $\lambda_e=2.37$ Вт/(см·град); $\lambda_i=1$; $c_i=2.43$ Дж/(см³·К); $c_e=0.04035$ Дж/(см³·К); $\alpha=0.5756$ э.в.; $e=1.1$ э.в. – энергия образования вакансий; $n_0=5.856 \cdot 10^{22}$ – концентрация атомов; $e_d=0.66$ э.в – энергия диффузии вакансий; $\tau=10^{-9}$ с – длительность воздействия; $q_0=1.7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² – плотность мощности.

На рис. 4 и 5 приведены результаты численного решения задачи о нагревании серебра импульсами пикосекундной длительности.

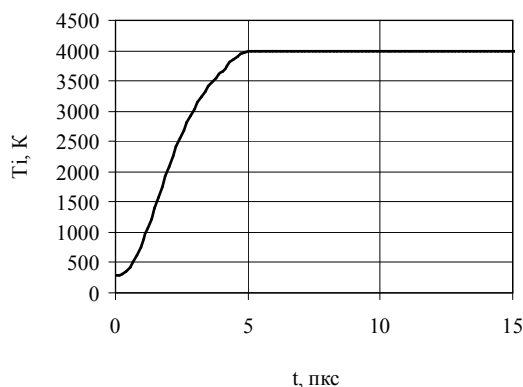


Рис. 4. Зависимость температуры от времени

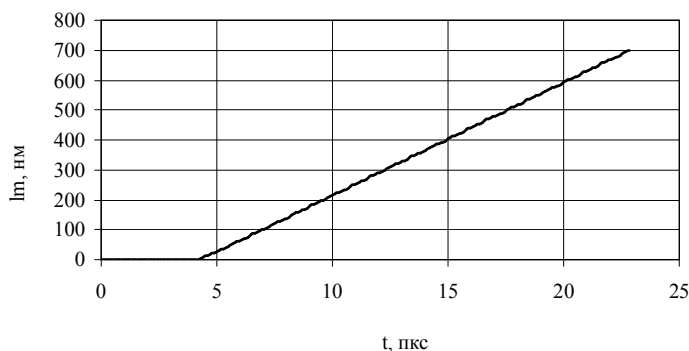


Рис. 5. Зависимость глубины проплавления от времени

Эволюция механизмов плавления при лазерном нагревании

Рассмотрим, как меняется режим плавления при воздействии сверхкоротких лазерных импульсов.

Предположим, что даже в условиях значительного перегрева плавление можно зафиксировать при концентрациях вакансий $\sim n_{20}(T_m)$ – соответствующей концентрации вакансий в расплаве при T_m .

Определим скорость подачи энергии, при которой плавление при T_m не произойдет:

$$\frac{dT}{dt} > \frac{kT_m^2 \exp\left(-\frac{E_d}{kT_m}\right)}{\tau_0(E_v + E_d)} \text{ при температуре плавления,}$$

$$\frac{dT}{dt} > \frac{kT^2}{\tau_0(E_v + E_d)} \exp\left[-\frac{E_d}{kT} + \frac{E_v(T - T_m)}{kTT_m}\right] \text{ при больших температурах.}$$

Зависимость температуры от времени

$$T_i = \frac{q\tau}{(c_e + c_i)h} \left(1 - \exp\left[-\frac{\kappa \left(1 + \frac{c_i}{c_e}\right)}{c_i} t \right] \right). \quad (4)$$

Время достижения температуры T

$$t = -\frac{c_i}{\kappa \left(1 + \frac{c_i}{c_e}\right)} \ln\left(1 - \frac{Th(c_e + c_i)}{q\tau} \right). \quad (5)$$

Температура, при которой начнется плавление, определяется из уравнения

$$\frac{kT^2}{\tau_0(E_v + E_d)} \exp\left[-\frac{E_d}{kT} + \frac{E_v(T - T_m)}{kTT_m}\right] = \frac{\kappa}{c_i c_e h} [q\tau - Th(c_e + c_i)]. \quad (6)$$

Можно определить время проплавления

$$t_m = \frac{h\tau_0}{\delta} \exp\left(\frac{E_d}{kT}\right). \quad (7)$$

Если температура начала плавления такова, что возможно нарушение дальнего порядка становится возможным за счет генерации Френкелевских пар, то начинается плавление одновременно по всему объему прогретого материала. Время плавления определится в этом случае временем генерации достаточного числа дефектов

$$n_{10} = N \exp\left\{ \frac{E - \alpha [1 - \exp(-n_{10}v) + n_{10}v \exp(-n_{10}v)]}{2\alpha v n_{10}} \right\}. \quad (8)$$

Если принять v таким же, как при вакансионном плавлении, то можно оценить α_F

$$\alpha_F = \frac{E_F}{2v n_{10} \ln\left(\frac{n_{10}}{N}\right) + 1 - \exp(-n_{10}v) + n_{10}v \exp(-n_{10}v)}. \quad (9)$$

Заключение

Приведенные экспериментальные данные и численные расчеты подтверждают возможность применения вакансионной модели плавления и численных методов к описанию процессов, происходящих при плавлении материалов ультракороткими лазерными импульсами. В случае нагревания металлов импульсами микросекундной длительности результаты численного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Используя вакансионную модель плавления, можно однозначно объяснить постоянство температуры поверхности при лазерном плавлении и наличие потока энергии к фронту плавления без градиента температуры в расплавленном слое. Такой режим возможен до тех пор, пока плотность потока мощности на поверхности не превысит некоторого критического значения, определяемого скоростью генерации вакансий на поверхности расплава и величиной диффузионного потока вакансий, который определяется градиентом концентрации вакансий на фронте плавления. Поэтому глубина проплавления будет определяться величиной плотности потока лазерного излучения и свойствами материала.

Литература

1. Rethfeld B., Socolowski-Tinten K., von der Linde D., Anisimov L.d. Ultrafast thermal melting of laser-excited solids by homogeneous nucleation. *Physical review B*. V. 65. – 2002. – 9. – P. 1–4.
2. Ретфельд Б., Темнов В.В., Соколовски–Тинтен К., Цу П., фон дер Линде Д., Анисимов С.И., Ашитков С.И., Агранат М.Б. Сверхбыстрое термическое плавление твердых тел под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. *Оптический журнал*. – Т. 71. – 2004. – № 6. – С. 18–23.
3. Уббелодде А.Р. Расплавленное состояние вещества. – М.: Металлургия. – 1982. – 256 с.
4. Яковлев Е.Б. Перегрев твердых тел при плавлении. *Изв. АН СССР сер. физ.* – Т. 53. – 1989. – № 3. – С. 591–594.
5. Френкель Я.И. *Собрание избранных трудов*. – Т. 2. – М.-Л.: Издательство АН СССР. – 1958.
6. Френкель Я.И. *Статистическая физика*. – М.-Л.: Издательство АН СССР. – 1948.
7. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов, Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. – М.: Наука. – 1970. – 272 с.
8. Орлов А.Н., Трушин Ю.В. *Энергии точечных дефектов в металлах*. М.: Энергоатомиздат. – 1983.
9. Fabricius N., Hermes P., Von der Linde D. Pospieszczyk A., Stritzker B. Observation of superheating during picosecond laser melting. *Solid State Communication*. – V. 58. – 1986. – № 4. – P. 239–242.

К ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ НА ПЛОСКОСТИ ЛОБАЧЕВСКОГО

Д.А. Иванов

(Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор И.Ю. Попов

В работе проведено исследование спектра возмущения гамильтониана на плоскости Лобачевского. Исследованы зависимости спектра от кривизны гиперплоскости и параметров интенсивности возмущения. Построены асимптотики уровней энергии.

Ключевые слова: точечные потенциалы, модель потенциалов нулевого радиуса, возмущения гамильтониана

Введение

В последние десятилетия наносистемы открыли новую область исследования в физике твердого тела. Современная технология производства позволяет создавать структуры субмикронных размеров, проявляющие металлические, полупроводниковые или даже диэлектрические свойства.

Для создания квантовых приборов электроники будущего необходимо не только научиться создавать элементы с нанометровыми размерами, но и добиться атомной гладкости поверхности элементов. В природе можно наблюдать пример выполнения этих требований при самоформировании молекул и молекулоподобных объектов типа углеродных трубок. В твердотельной технологии известен ряд способов получения структур с наперед заданными свойствами. В последнее время, благодаря прогрессу в технологии, стало возможным получение искривленных двумерных слоев и нанообъектов различной формы.

Интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям искривленных наноструктур резко возрос в последнее время. В основном это обусловлено двумя причинами. Во-первых, создание нанообъектов с идеальными прогнозируемыми формами является очень трудной технологической задачей. Поэтому исследование влияния отклонений от идеальной формы наноструктур на их различные физические свойства является актуальным. Во-вторых, наноструктуры с нетривиальной кривизной обладают необычными спектральными, магнитными, транспортными и оптическими свойствами. Таким образом, предполагается возможным применение этих систем в электронных устройствах нового поколения.

К исследуемым в настоящей работе моделям, относятся модели движения заряженной частицы, возмущенной точечным источником, на плоскости Лобачевского. Следует отметить, что хотя плоскость Лобачевского пока экспериментально не реализована, теоретический интерес к различным свойствам этой структуры увеличивается. Так, исследована геометрическая фаза на плоскости Лобачевского. В [1] изучалась как классическая, так и квантовая динамика заряженной частицы на плоскости Лобачевского в однородном магнитном поле.

Настоящая работа посвящена исследованию спектральных свойств точечного возмущения квантово-механического гамильтониана на плоскости Лобачевского. Для описания взаимодействия свободно движущейся заряженной частицы с точечными источниками используется модель потенциалов нулевого радиуса. Отметим, что математически строгое ее обоснование впервые было дано в 1961 году в работе Ф.А. Березина и Л.Д. Фаддеева [2]. Здесь было предложено определять гамильтонианы, описывающие точечные взаимодействия, как самосопряженные расширения симметрических операторов, а для получения явного вида резольвент расширений использовать формулу М.Г. Крейна.

Постановка задачи

Обозначим через X плоскость Лобачевского и пусть a – радиус кривизны X , а $R = -2/a^2$ – скалярная кривизна.

Как известно [2], гамильтониан свободной заряженной частицы на римановом многообразии имеет вид

$$H^0 = -\Delta_{BL},$$

где Δ_{BL} – оператор Бельтрами-Лапласа (аналог лапласиана для случая искривленных многообразий).

Возмущения гамильтониана точечным источником, сосредоточенным в точке $q \in X$, формально описывается выражением вида

$$H = H^0 + \lambda \delta_q(\cdot), \quad (1)$$

где $\delta_q(\cdot)$ – дельта-функция Дирака в точке q ; λ – константа связи, которая должна рассматриваться как бесконечно малая.

Для придания строгого математического смысла выражению (1), используется формула М.Г. Крейна для резольвент, которая позволяет описать возмущение H как однопараметрическое семейство операторов H_α , функция Грина (интегральное ядро резольвенты), каждого из которых задается формулой

$$G_\alpha(x, y; z) = G_0(x, y; z) - [Q(z; a) - \alpha]^{-1} G_0(x, q; z) G_0(q, y; z). \quad (2)$$

Здесь $G_0(x, y; z)$ – функция Грина невозмущенного оператора, $Q(z; a)$ – Q-функция Крейна (регулярная часть функции Грина).

Известно (см., например, [3]), что $G_0(x, y; z)$ определена на множестве $(\{(x, y) \in X \times X : x \neq y\}) \times (C \setminus \text{spec}(H^0))$, бесконечно гладкая относительно (x, y) и аналитическая по z . Кроме того, она представима в виде

$$G_0(x, y; z) = G_{reg}(x, y; z) + \frac{1}{4\pi\rho(x, y)},$$

где $G_{reg}(x, y; z)$ – непрерывная на $X \times X$ функция, $\rho(x, y)$ – геодезическое расстояние между точками x и y .

Как следует из формулы (2), уровни энергии (или точечные уровни) оператора H – решения уравнения

$$Q(z; a) = \alpha. \quad (3)$$

Наша цель – построить асимптотики точечных уровней возмущенного оператора H и исследовать их зависимость от интенсивности α возмущения и кривизны R . Для этого сначала мы исследуем Q-функцию Крейна.

Свойства Q-функции

Прежде всего, получим явный вид Q-функции Крейна, используя известную формулу для функции Грина [4]

$$G_0(x, y; z) = \frac{\Gamma^2(s)}{4\pi\Gamma(2s)} \sigma^{-s} F(s, s; 2s; \sigma^{-1}),$$

где $\Gamma(s)$ – гамма-функция Эйлера, $s = s(z) = \frac{1}{2} + a\sqrt{-z}$, $\sigma = \sigma(x, y) = ch^2 \frac{\rho(x, y)}{2a}$.

Для нахождения Q-функции мы используем выражение для $F(a, a; 2a; z)$ из [5], получим

$$G_0(x, y; z) = -\frac{1}{2\pi} \left[\ln \frac{\rho(x, y)}{2a} + \psi(s) + \gamma \right] + O(\rho^2(x, y) \ln \rho(x, y)) \quad (4)$$

при $\rho(x, y) \rightarrow 0$, здесь $\psi(s) = \frac{\Gamma'(s)}{\Gamma(s)}$, $\gamma = -\Gamma(1)$ – постоянная Эйлера.

Из формулы (4) сразу следует, что

$$Q(z; R) = -\frac{1}{2\pi} \left[\psi\left(\frac{1}{2} + a\sqrt{-z}\right) - \ln(2a) + \gamma \right]. \quad (5)$$

Изучим поведение функции $Q(z; R)$ при $z \rightarrow 0$ и $\operatorname{Re} z \rightarrow -\infty$. Так как $\psi\left(\frac{1}{2}\right) = -\gamma - \ln 4$, то

$$\lim_{z \rightarrow 0} Q(z; R) = \frac{1}{2\pi} \ln(8a). \quad (6)$$

С другой стороны,

$$\psi(z) = \ln z - \frac{1}{2}z^{-1} - \frac{1}{12}z^{-2} + \frac{1}{120}z^{-4} + O(z^{-6}),$$

где $|\arg z| < \pi$ (см. [5]). Следовательно,

$$Q(z; R) = \frac{1}{2\pi} \ln a - \frac{1}{2\pi} \left[\gamma - \ln 2 + \ln(a\sqrt{-z}) + \frac{1}{24}(a\sqrt{-z})^{-2} - \frac{7}{960}(a\sqrt{-z})^{-4} \right] + O((a\sqrt{-z})^{-6})$$

при $a\sqrt{-z} \rightarrow \infty, z \notin \operatorname{spec} H^0$. В частности, если $z \notin \operatorname{spec} H^0$, то

$$\lim_{R \rightarrow 0} Q(z; R) = -\frac{1}{2\pi} \left[\ln \sqrt{-z} + \gamma - \ln 2 \right] = Q(z; 0).$$

Далее рассмотрим функцию $\partial Q / \partial z$. Прежде всего, заметим, что

$$\frac{\partial}{\partial z} Q(z; R) = \frac{a}{4\pi\sqrt{-z}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} + a\sqrt{-z} \right)^{-2}.$$

Отсюда видно, что $\partial Q / \partial z$ – возрастающая по z функция на интервале $(-\infty, 0)$, а, значит, Q – выпуклая функция от $z \in (-\infty, 0)$. Более того, если $z \in (-\infty, 0)$, то

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} \frac{\partial}{\partial z} Q(z; R) = 0, \quad (7)$$

$$\lim_{z \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial z} Q(z; R) = +\infty. \quad (8)$$

Теперь изучим поведение $Q(z; R)$ как функции от $R = -2/a^2$. Имеем

$$\frac{\partial}{\partial a} Q(z; R) = \frac{\sqrt{-z}}{2\pi} \left[\frac{1}{a\sqrt{-z}} - \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} + a\sqrt{-z} \right)^{-2} \right].$$

Теперь несложно проверить, что $\partial Q / \partial a > 0$ на интервале $(-\infty, 0)$.

Поведение точечных уровней

Из выявленных нами ранее свойств функций $Q(z; R)$ и $\partial Q / \partial z$ и, в частности, из равенств (6), (7) и (8), следует, что при фиксированном R функция $Q(z; R)$ строго возрастает от $-\infty$ до $\frac{1}{2\pi} \ln(8a)$ при изменении z от $-\infty$ до 0 . Следовательно, уравнение

(3) имеет решение тогда и только тогда, когда $\alpha < \frac{1}{2\pi} \ln(8a)$. Обозначим это решение через $E^\alpha(R)$. Заметим, что спектр H_α состоит из абсолютно непрерывной части $[0, +\infty)$ и, если $\alpha < \frac{1}{2\pi} \ln(8a)$, из простого собственного значения.

Графики функций $\lambda^2 E^\lambda(a/\lambda)$ и $a^2 E^\lambda(\lambda/a)$ изображены на рис. 1 и 2 соответственно. Здесь и далее λ – длина рассеяния, связанная с параметром возмущения формулой $\alpha = \frac{\ln \lambda}{2\pi}$.

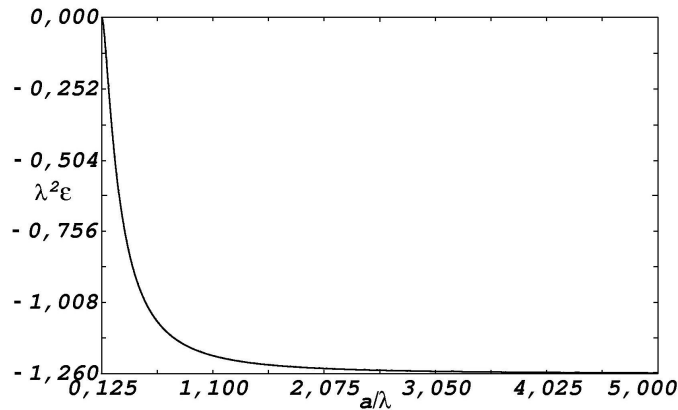


Рис. 1. $\lambda^2 E^\lambda$ как функция от a/λ (при фиксированном λ)

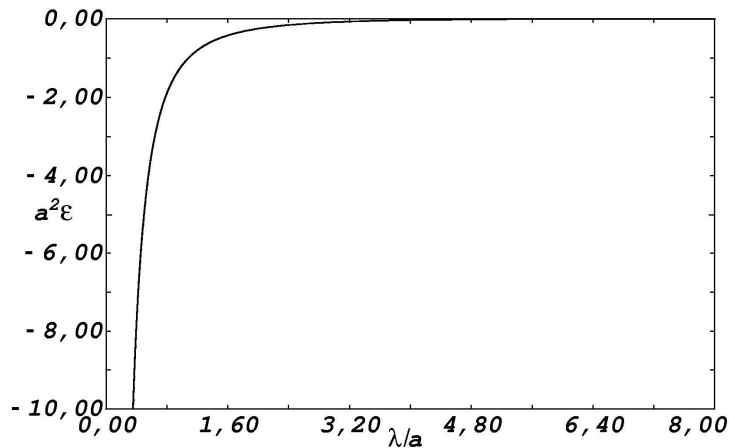


Рис. 2. $a^2 E^\lambda$ как функция от λ/a (при фиксированном a)

Из уравнения (3) сразу видно, что при фиксированном R , $E^\alpha(R)$ возрастает от $-\infty$ до 0, когда α принимает значения на интервале $\left(-\infty, \frac{1}{2\pi} \ln(8a)\right)$. Более того, из

$$\frac{\partial E^\lambda(R)}{\partial \lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda} \left(\frac{\partial Q}{\partial z} \right)^{-1} > 0$$

и

$$\frac{\partial^2 E^\lambda(R)}{\partial \lambda^2} = - \left[\frac{1}{2\pi\lambda^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} \left(\frac{\partial E^\lambda(R)}{\partial \lambda} \right)^2 \right] \left(\frac{\partial Q}{\partial z} \right)^{-1} < 0$$

мы видим, что при фиксированном R функция $\lambda \mapsto E^\lambda(R)$ возрастает и выпукла вверх на интервале $(0, 8a)$.

С другой стороны, при фиксированном $\lambda > 0$ функция $E^\lambda(R)$ убывает от 0 до $E^\lambda(0)$ при изменении a на интервале $(\lambda/8, +\infty)$ или, что то же самое, возрастает от $E^\lambda(0)$ до 0, когда R возрастает от 0 до $128/\lambda^2$.

Если $a \rightarrow \infty$, λ – фиксировано, то нетрудно убедиться, что для энергии связи $E^\lambda(R)$ справедлива оценка

$$|E^\lambda(R)| \sim |E^\lambda(0)| - (12a^2)^{-1} + O(a^{-4}),$$

т.е. эта энергия меньше, чем энергия связи $|E^\lambda(0)|$ для плоскости Евклида.

В завершении работы рассмотрим следующие серии значений α при фиксированном R , при которых решение уравнения (3) можно получить явно

$$\alpha_n = \frac{1}{2\pi} \left(\ln(2a) - 1 - \frac{1}{2} - \dots - \frac{1}{n} \right).$$

В этом случае $E^{\alpha_n}(R) = -\frac{(2n+1)^2}{4a^2}$. С другой стороны, если

$$\alpha_n = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{2} \ln(8a) - 1 - \frac{1}{3} - \dots - \frac{1}{2n-1} \right),$$

то $E^{\alpha_n}(R) = -\frac{n^2}{a^2}$.

Заключение

В работе проведено исследование зависимости уровней энергии оператора Шредингера с потенциалом нулевого радиуса в наноструктуре постоянной отрицательной кривизны. Показано, что необходимым и достаточным условием появления точечного уровня является условие $\lambda < 8a$, где λ – длина рассеяния, а a – радиус кривизны рассматриваемой структуры. Также в работе сделан вывод о том, что отрицательная кривизна уменьшает энергию связи.

Литература

1. Comtet A. On the Landau levels on the hyperbolic plane // Ann. Phys. – 1987. – V. 173. – P. 185–209.
2. Садовничий В.А. Теория операторов. – М.: Изд-во МГУ. – 1986. – 356 с.
3. Shubin M.A. Spectral theory of elliptic operators on non-compact manifolds // Astrerisque – 1992. – № 207. – P. 35–108.
4. Groshe Ch., Steiner F. Handbook of Feynman path integrals. – Berlin:Springer-Verlag. – 1998. – 458 p.
5. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. – М.: Наука. – 1973. – 296 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРИСТЫХ СТЕКОЛ МЕТОДАМИ ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

М.В. Клоков, И.В. Кухтевич

Научные руководители:

**к.т.н., с.н.с. А.А. Евстрапов (Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики),**

д.х.н., с.н.с. Т.В. Антропова

(Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН)

Получены изображения поверхности пористых стекол методами конфокальной лазерной сканирующей микроскопии и оптической микроскопии ближнего поля, свидетельствующие о наличии структур с разными оптическими свойствами. Приведены результаты обработки изображений методами медианной фильтрации и Фурье-преобразования. Обсуждаются вопросы оценки качества изображений.

Ключевые слова: пористые структуры, конфокальная лазерная сканирующая микроскопия, оптическая микроскопия ближнего поля

Введение

Особые физико-химические свойства пористых структур, в частности – пористых стекол, определяют их широкое применение в приборостроении, оптике, квантовой электронике и т.д. [1–7]. В настоящее время существующие технологии позволяют получать пористые стекла (ПС) с заданными структурными характеристиками [8–10]. При этом возникает необходимость контроля свойств стекол и определения характеристик пористых структур.

Методы электронной микроскопии не всегда дают положительные результаты и, в ряде случаев, требуют дополнительной обработки поверхности образцов. Поэтому актуальным является изучение поверхности ПС методами микроскопии высокого разрешения: конфокальной лазерной сканирующей микроскопии (КЛСМ, Laser Scanning Confocal Microscopy – LSCM), сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ, Scanning Near-field Optical Microscopy – SNOM) и атомно-силовой микроскопии (АСМ, Atom-Force Microscopy – AFM). Все эти методы позволяют получить высокое пространственное разрешение исследуемого участка поверхности, но, так или иначе, оказывают воздействие на поверхность и структуры изучаемого образца. Сравнение и анализ результатов, полученных разными методами микроскопии с учетом их локального воздействия на поверхность, выявление корреляционных зависимостей дает возможность получить объективную информацию о поверхности образца.

Материалы, оборудование и методы измерений

Объектами исследования являлись образцы двухфазных (ДВ-1Ш, ОСТ 3-1899-81) и пористых стекол (МІР и МАР) размерами 10×10 мм и толщиной 0,5 мм. Образцы МІР были получены из двухфазного стекла ДВ-1Ш в результате его сквозного кислотного травления, а образцы МАР были изготовлены из стекла МІР путем его щелочной обработки (Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН).

При исследованиях использовались конфокальный лазерный сканирующий микроскоп Leica TCS SL (Leica Microsystems GmbH, Германия) и зондовая нанолaborатория «Интегра-Солярис» (ЗАО НТМ-ДТ, Россия).

В основе КЛСМ лежит принцип фокусировки излучения на небольшом участке исследуемого объекта с последующей регистрацией рассеяния, отражения и люминесценции от этого же участка. Метод КЛСМ позволяет получить объемное

изображение участка исследуемого объекта в отраженном и проходящем свете, а также распределение интенсивности люминесценции, если таковое имеет место.

Метод СБОМ основан на сканировании поверхности образца источником (или приемником) оптического излучения с размерами меньшими, чем длины волн зондирующего излучения, на близком расстоянии от поверхности (в «ближнем поле»). Такой подход позволяет преодолеть дифракционный предел, ограничивающий разрешение в случае классической микроскопии.

Существенными отличиями методов КЛСМ и СБОМ является разный размерный масштаб взаимодействия «источник-объект» и тот факт, что взаимодействие излучения с объектом в СБОМ происходит в локализованном (эванесцентном) поле.

Экспериментальные результаты

Конфокальный лазерный сканирующий микроскоп дает интегральную картину отражения и рассеяния света от поверхности стекол и приповерхностных слоев.

На изображениях участков поверхности стекол ДВ-1Ш, МІР и МАР полученных на Leica TCS SL, размерами $15 \times 15 \text{ мкм}^2$ с разрешением 512×512 пикселей (рис. 1) можно отметить наличие отражающих и рассеивающих структур различной формы и размеров. Характеристикой поверхностных структур в этом случае может являться гистограмма распределения по размерам областей рассеяния (светлые участки изображения) или пор (предположительно – темные участки).

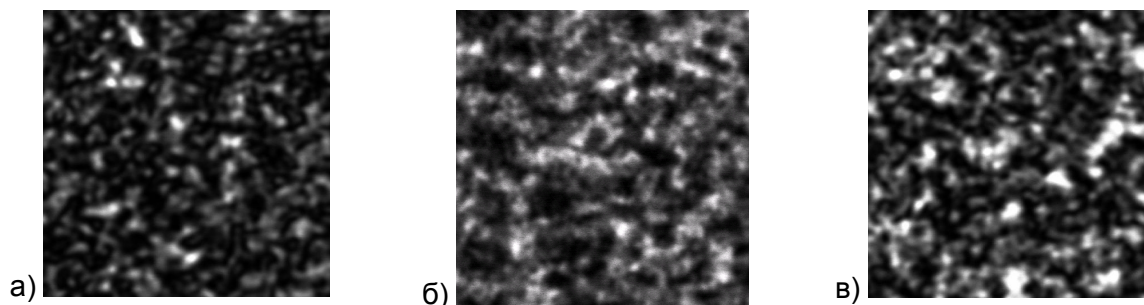


Рис. 1. Изображения поверхности стекол в режиме отраженного света на длине волны 488 нм: а) ДВ-1Ш; б) МІР; в) МАР. Площадь сканирования $15 \times 15 \text{ мкм}^2$

При исследовании пористых стекол на зондовой лаборатории «Интегра Солярис» в режиме ближнего поля (БП) и поперечно-силовой моде (ПСМ) были получены исходные изображения стекол ДВ-1Ш, МІР и МАР (рис. 2) на площади сканирования $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ с разрешением 720×720 пикселей.

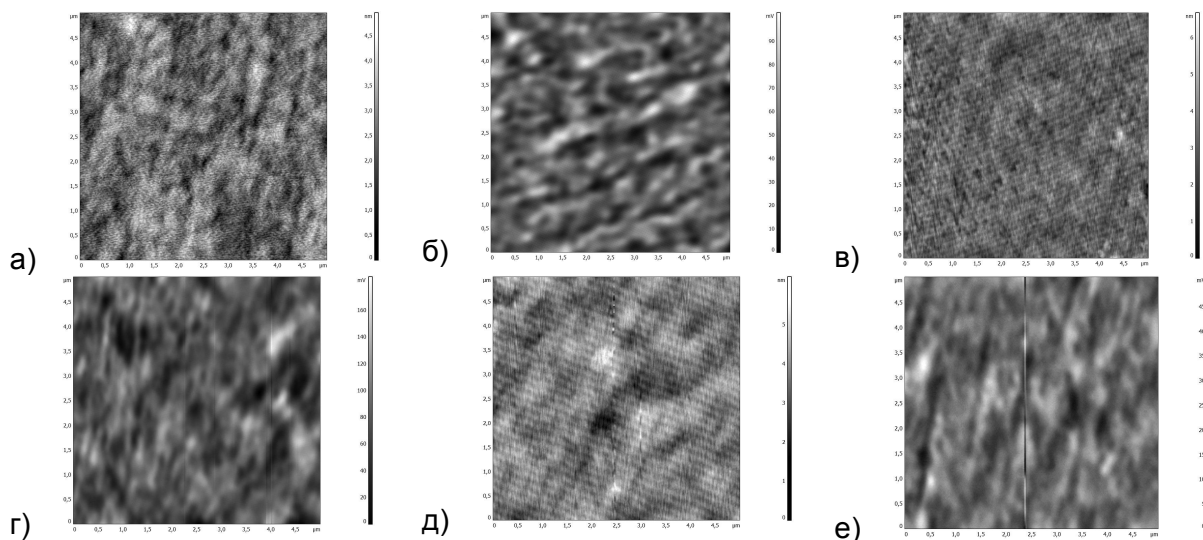


Рис. 2. Исходные СБОМ изображения стекол ДВ-1Ш (а, б); МІР (в, г) и МАР (д, е) в режиме ПСМ (а, в, д) и БП (б, г, е). Площадь сканирования $5 \times 5 \text{ мкм}^2$

Изображения, соответствующие режиму ПСМ, зашумлены и нуждаются в дальнейшей обработке. На оптических изображениях в режиме БП наблюдаются хаотически расположенные, чередующиеся светлые и темные области с различными характерными размерами, свидетельствующие о неоднородности оптических свойств поверхности. Светлые области соответствуют локальным зонам с высокой отражательной (рассеивающей способностью). Однозначно утверждать, что светлые зоны соответствуют более высокому рельефу поверхности, а темные – низкому (или даже порам), нельзя, так как высокая интенсивность рассеянного (отраженного) поля может наблюдаться на наноструктурах (в том числе – порах).

Обработка изображений

Изображения поверхности образца, получаемые методами зондовой микроскопии, обычно имеют наклон, обусловленный неточностью установки образца. Эта ошибка обычно устраняется с помощью стандартного программного обеспечения микроскопа. Также в стандартную процедуру обработки изображений, кроме вычитания наклона, входит вычитание аппроксимирующей плоскости выбранного порядка, т.к. получаемые с пьезосканера изображения являются суперпозицией реальной поверхности и поверхностей второго (и более высокого) порядков. Шумы (входных усилителей, акустические шумы, внешние вибрации) и другие особенности аппаратуры (например, нестабильность контакта зонд – образец) приводят к необходимости фильтрации получаемых изображений. При устранении высокочастотных случайных помех используется метод медианной фильтрации (с разными рабочими окнами). Самым мощным инструментом коррекции изображений является спектральная фильтрация на основе преобразований Фурье.

Для оценки качества изображений используется гистограмма яркости, представляющая собой диаграмму, на которую наносится количество пикселей в зависимости от яркости. Гистограмма изображения с хорошим контрастом, как правило, равномерно занимает весь диапазон яркостей. На рис. 3 в качестве примера приведены гистограммы яркости для изображений стекла ДВ-1Ш, полученных методом КЛСМ и СБОМ. В режиме ПСМ гистограмма изображения представляет собой дискретное распределение яркости, смещенное в область темных тонов (рис. 3б). Провалы в распределении тонов свидетельствуют о наличии шума, обусловленного различными факторами (в том числе – приборными). Применение медианной фильтрации позволяет уравнивать гистограмму и сместить максимум к центру диапазона (рис. 3в). Фурье-фильтрация приводит к уширению гистограммы, но дискретный характер распределения сохраняется (рис. 3г). В режиме БП изображения (например, рис. 2б) характеризуются совершенно иной гистограммой, представляющей собою монотонную куполообразную зависимость на которую накладывается шум (рис. 3д). Применение Фурье фильтрации в этом случае приводит также к уширению гистограммы и к некоторому сглаживанию шумов (рис. 3е).

Анализ полученных изображений подтверждает, что качественное изображение должно соответствовать гистограмме, плавно распределенной по всему диапазону яркости и плавно спадающей до нулевых значений на краях диапазона.

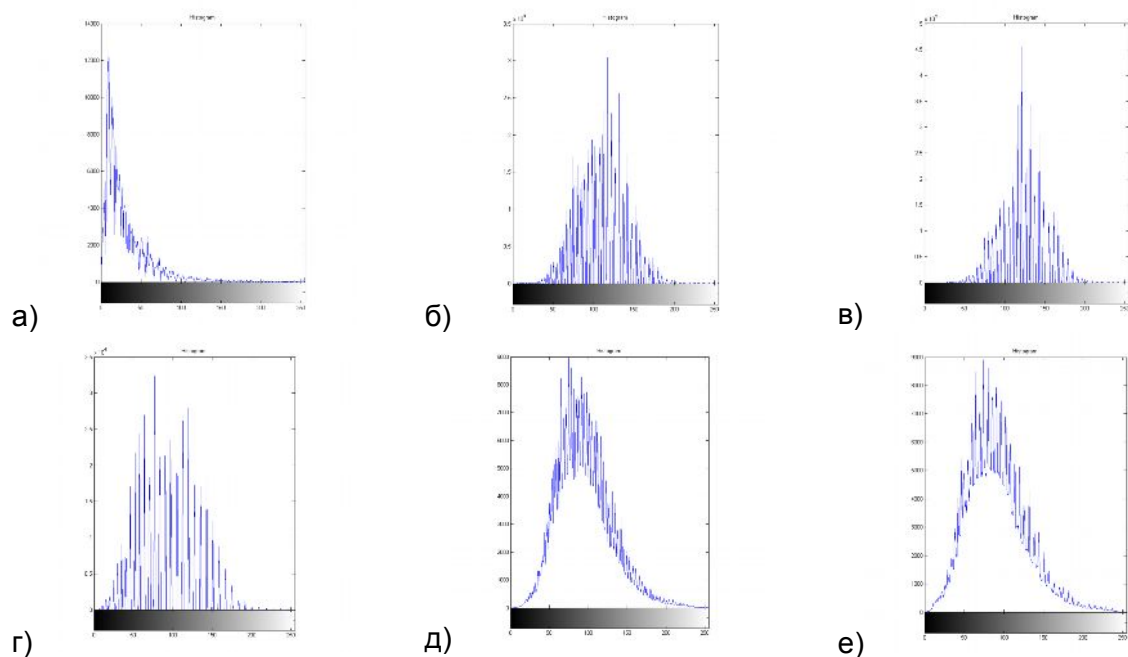


Рис. 3. Гистограммы яркости изображений стекла ДВ-1Ш полученные на КЛСМ (а) и СБОМ (в, г, д, е, ж): а) поверхность $15 \times 15 \text{ мкм}^2$; б) $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в режиме ПСМ; в) $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в режиме ПСМ после медианной фильтрации; г) $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в режиме ПСМ после Фурье-фильтрации; д) $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в режиме БП; е) $5 \times 5 \text{ мкм}^2$ в режиме БП после Фурье-фильтрации

Все исходные изображения были обработаны с использованием программного модуля Image Analysis (ЗАО НТМ-ДТ, Россия), что дало возможность улучшить контраст и детализацию изображений. На рис. 4 приведены изображения поверхности стекла ДВ 1Ш после применения процедур медианной фильтрации и преобразования Фурье. Этот подход позволил получить достаточно четкие изображения, удобные для последующего анализа. Отметим, что процедуры фильтрации наиболее эффективны для изображений, снятых в режиме ПСМ. В режиме БП фильтрация не дает значительного улучшения изображения, но в некоторых случаях позволяет устранить регулярные полосы, обусловленные внешними вибрациями.

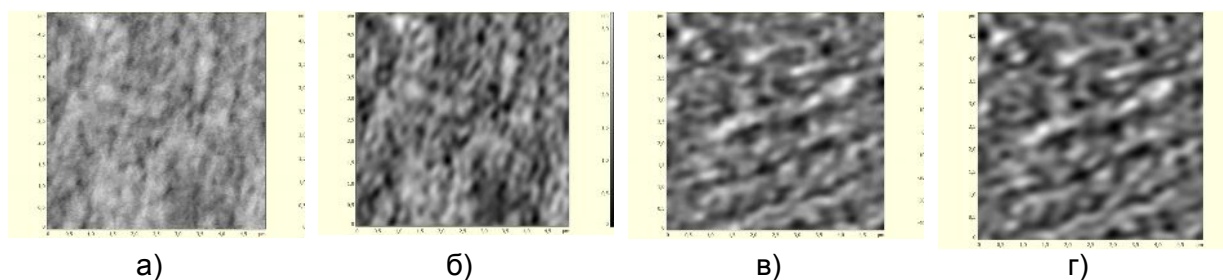


Рис. 4. Изображения поверхности стекла ДВ1Ш в режиме ПСМ (а, б) и БП (в, г) после медианной фильтрации (а, в) и преобразования Фурье (б, г)

Обсуждение и выводы

Были получены изображения образцов ПС ДВ-1Ш, МПР и МАР методами КЛСМ ($15 \times 15 \text{ мкм}^2$) и СБОМ ($5 \times 5 \text{ мкм}^2$). При предварительном анализе оптических изображений и топологии (рельефа) поверхности можно было выделить структуры с разными оптическими свойствами, но не было обнаружено явной корреляции.

Размеры крупных структур с различными оптическими свойствами совпадают на изображениях СБОМ и КЛСМ. Также можно отметить, что изображения СБОМ более четкие и детальные, чем КЛСМ.

При первичной обработке изображений ПС наиболее эффективными являются: сглаживающие фильтры, медианные фильтры и метод Фурье-преобразования.

Для определения характеристик поверхностных структур образцов, необходимо выбрать качественное изображение. Качественному изображению должна соответствовать гистограмма, плавно распределенная по всему диапазону яркости и плавно спадающая до нулевых значений на краях диапазона.

Таким образом, можно выделить следующие основные этапы, позволяющие осуществить обработку и анализ изображений ПС, полученных методами высокоразрешающей оптической микроскопии:

1. первичная обработка изображений базовыми методами с применением специализированного программного обеспечения;
2. выбор качественного изображения;
3. количественная оценка характеристик поверхностных структур при использовании единого алгоритма и специально разработанных программ.

Исследования проведены в рамках научно-исследовательской работы «Развитие приоритетных сепарационных методов анализа сложных химических соединений и биологических объектов», проводимой в ИАиП РАН и при частичной поддержке фонда РФФИ (проект № 08-08-00733 и № 09-02-00890)

Литература

1. Мешковский И.К. Композиционные оптические материалы на основе пористых матриц. СПб: Изд. СПбГИТМО (ТУ). – 1998. – С. 332.
2. Курочкин В.Е., Муравьев Д.О., Евстапов А.А., Котов В.П. Люминесцентные сенсоры кислорода: тенденции и перспективы развития // Микросистемная техника. 2000. – № 4. – С. 27–32.
3. Aleksashkina M.A., Venzel B.I., and Svatovskaya L.G. Application of Porous Glasses as Matrices for Nanocomposites // Glass Physics and Chemistry. – 2005. – 31. – № 3. – PP. 269–276.
4. Novikov A.F., Zemskii V.I. “Glassy spectral gas sensors based on the immobilized indicators”// SPIE. – 1995. – 2550. – PP. 119–129.
5. Enke D., Janowski F., Schwieger W. Porous glasses in the 21-th century – short review// Microporous and Mesoporous Materials. – 2003. – 60. – 1. – PP. 19–30.
6. Khandurina J., Jacobson S.C., Waters L.C., Foote R.S., Ramsey M.J. Microfabricated Porous Membrane Structure for Sample Concentration and Electrophoretic Analysis// Anal. Chem. – 1999. – 77. – PP. 1815–1819.
7. Yao S., Santiago J.G. Porous glass electroosmotic pumps: theory // Journal of Colloid and Interface Science. – 2003. – 268. – PP. 133–142.
8. Антропова Т.В., Дроздова И.А. Влияние условий получения пористых стекол на их структуру // Физика и химия стекла. – 1995. – 21. – 2. – PP. 199–209.
9. Захаров С.Л. Получение и свойства пористых боросиликатных стекол // Материаловедение. – 2004. – 1. – С. 53–56.
10. Крейсберг В.А., Ракчеев В.П., Антропова Т.В. Влияние концентрации кислоты на морфологию микро- и мезопор пористых стекол// Физика и химия стекла. – 2006. – 32. – 6. – С. 845–854

ЭЛЕКТРЕТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИПРОПИЛЕНА С ДИСПЕРСНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

Е.Е. Фомичева

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент Д.Э. Темнов

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

В работе исследовалось влияние дисперсного наполнителя на основе алюминия на электретные свойства полипропилена. Исследования проводились методами термостимулированной и изотермической релаксации поверхностного потенциала. В результате работы отмечено улучшение электретных свойств полипропилена при добавлении наполнителя. Определены параметры электрически активных дефектов – частотный фактор и энергия активации.

Ключевые слова: электрет, полипропилен, композитные полимеры, релаксация потенциала, алюминий

Введение

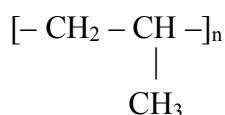
Широкое применение полимерных материалов в различных областях человеческой деятельности обуславливает интерес к получению полимеров с определенным сочетанием свойств, присущих тому или иному материалу. Достаточно большой интерес вызывает возможность регулирования электретных свойств полимеров путем добавления в исходную полимерную матрицу дисперсных наполнителей.

Композитные полимерные материалы изучаются уже достаточно давно, и в литературе имеется достаточно много сведений об их механических, оптических и пр. свойствах. Однако изучению электретных свойств полимерных пленок с твердыми дисперсными наполнителями уделяется мало внимания. При этом электреты на основе наполненных полимерных пленок достаточно широко производятся и используются в совершенно разных отраслях промышленности, начиная с использования в качестве упаковочных материалов для пищевых продуктов и заканчивая антикоррозийными покрытиями.

В связи с вышесказанным является актуальным исследование влияния дисперсных наполнителей на стабильность электретного состояния полимерных пленок, что и явилось целью данной работы.

Исследуемые материалы

Полипропилен (ПП) – синтетический неполярный полимер, принадлежащий к классу полиолефинов. Химическая формула:



Полипропилен получают полимеризацией пропилена в присутствии металлокомплексных катализаторов. Он может быть получен в изо-, синдио- и атактической конфигурации. В зависимости от молекулярного веса и содержания изотактической части свойства полипропилена могут изменяться в широких пределах [1]. Наибольшее промышленное значение имеет изотактический полипропилен. Свойства изотактического и синдиотактического полипропилена приведены в табл. 1 [2].

Таблица 1. Свойства изотактического и синдиотактического ПП

	Изотактический ПП	Синдиотактический ПП
$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	165	155
Плотность кристаллов, г/см^3	0,936	0,93
Эксп. плотность, г/см^3	0,91	0,90
Показатель преломления	1,503	1,488
$T_g, ^\circ\text{C}$	-15	-15

ПП, подобно большинству синтетических полимеров, является хорошим диэлектриком. Благодаря ничтожному водопоглощению его электроизоляционные свойства практически не изменяются даже после длительной выдержке в воде [1].

Полипропилен – пластический материал, отличающийся высокой прочностью при ударе и многократном изгибе, износостойкостью, высокой химической стойкостью, низкой паро- и газопроницаемостью. В тонких пленках практически прозрачен. Изделия из ПП выдерживают кипячение, и могут стерилизоваться паром без какого-либо изменения их формы или механических свойств. Максимальная температура эксплуатации ПП 120–140 $^\circ\text{C}$.

Композиционные полимерные материалы

Композиционными называются материалы, образованные объемным сочетанием двух или большего числа химически разнородных компонентов с четкой границей между ними. Сочетание разнородных веществ приводит к созданию нового материала, свойства которого количественно и качественно отличаются от свойств каждого из его составляющих. Варьируя состав матрицы и наполнителя, их соотношение, ориентацию наполнителя, получают широкий спектр материалов с требуемым набором свойств.

Полимерные композиционные материалы (ПКМ) – это композиции, в которых в качестве связующего выступает полимерное вещество. ПКМ являются одним из самых многочисленных и разнообразных видов материалов [3].

Свойства наполненных полимерных композиций во многом определяются степенью дисперсности наполнителя, взаимодействием на поверхности раздела фаз и т.д. Как правило, чем выше степень дисперсности, сильнее межмолекулярное взаимодействие на поверхности контакта, тем эффективнее воздействие наполнителя на свойства полимера [4].

В композитных материалах, результаты, исследования которых приведены в данной работе, в качестве наполнителя использовалась алюминиевая пудра. Частицы алюминия в пудре имеют пластинчатую форму и покрыты тонкой оксидной пленкой.

Оксид алюминия (Al_2O_3) является хорошим диэлектриком и широко применяется в качестве высокотемпературного электроизоляционного материала. Основные физические свойства приведены в табл. 2.

Таблица 2. Физические свойства Al_2O_3

$T_{пл}, ^\circ\text{C}$	2044
Плотность, г/см^3	3,99
Температурный коэффициент линейного расширения ($300 \leq T \leq 1200 \text{ K}$), K^{-1}	$(7,2-8,6) \cdot 10^{-6}$
Показатель преломления для обыкновенного луча	1,765
Показатель преломления для необыкновенного луча	1,759

Методика эксперимента

Исследование электретного состояния проводилось методами термостимулированной и изотермической релаксации потенциала.

Метод термостимулированной релаксации потенциала (ТСРП) обладает некоторыми преимуществами перед другими методами термоактивационной спектроскопии, т.к. исследование ТСРП проводится бесконтактным способом и таким образом исключается влияние верхнего электрода, что особенно важно при исследовании электретных пленок, т.к. это соответствует режиму, в котором эти пленки эксплуатируются.

Термическая стимуляция релаксационных процессов позволяет разделить их во времени и оценить вклад каждого процесса в релаксацию поверхностного потенциала. Метод изотермической релаксации потенциала (ИТРП) позволяет более детально изучить конкретный релаксационный процесс, протекающий при определенной температуре.

В ходе эксперимента образец заряжался в поле коронного разряда до поверхностного потенциала порядка нескольких сотен вольт, затем помещался под бесконтактный измеритель потенциала и при необходимости нагревался. Величина поверхностного потенциала измерялась динамическим электрометром, описанным в [5].

При исследовании ТСРП поляризация производилась при комнатной температуре. Затем снималась температурная зависимость поверхностного потенциала при линейном режиме нагревания. При исследовании электретного состояния методом ИТРП снимались временные зависимости поверхностного потенциала при температуре поляризации образца.

Экспериментальные результаты

В ходе работы были проведены исследования электретного состояния пленок полипропилена без наполнителя и с содержанием 2 и 4 об.% алюминиевой пудры. Толщина пленок порядка 200 мкм. Частицы наполнителя имеют пластинчатую форму с линейным размером около 30 мкм.

Образцы заряжались в поле коронного разряда в течение 1 мин. При исследовании методом ТСРП поляризация проводилась при комнатной температуре и затем снималась зависимость поверхностного потенциала от температуры в режиме линейного нагревания со скоростями 0,08 К/с и 0,03 К/с. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты, полученные при нагревании со скоростью 0,08 К/с.

При проведении измерений методом ИТРП поляризация проводилась при температурах 100°C и 120°C и затем снималась температурная зависимость поверхностного потенциала при температуре поляризации образца. Результаты измерений, полученные при температуре 120°C, приведены на рис. 2.

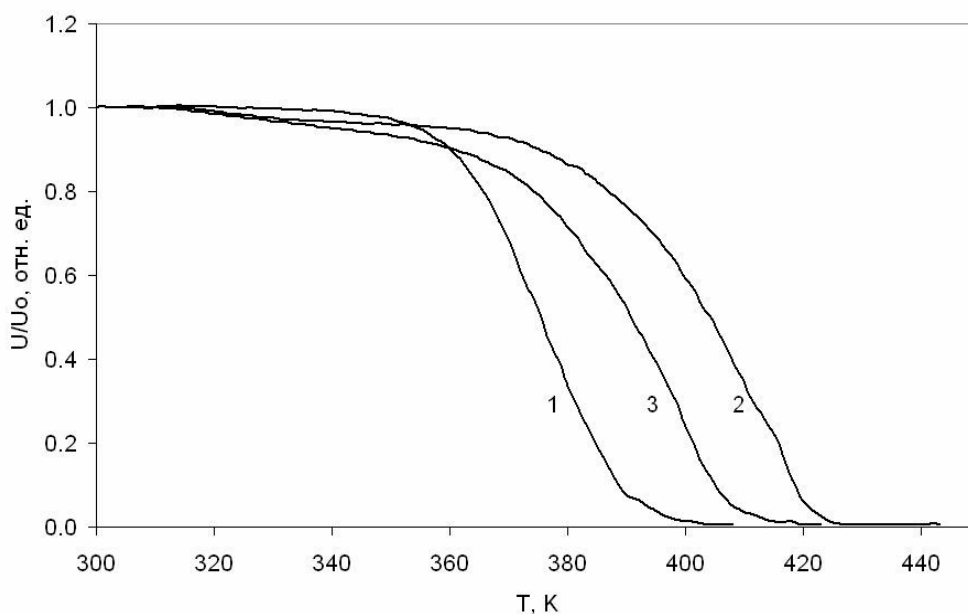


Рис. 1. Зависимость поверхностного потенциала от температуры для образцов, заряженных в поле отрицательного коронного разряда. Скорость нагревания $\beta = 0,08$ K/с. 1 – ПП; 2 – ПП + Al 2%; 3 – ПП + Al 4%

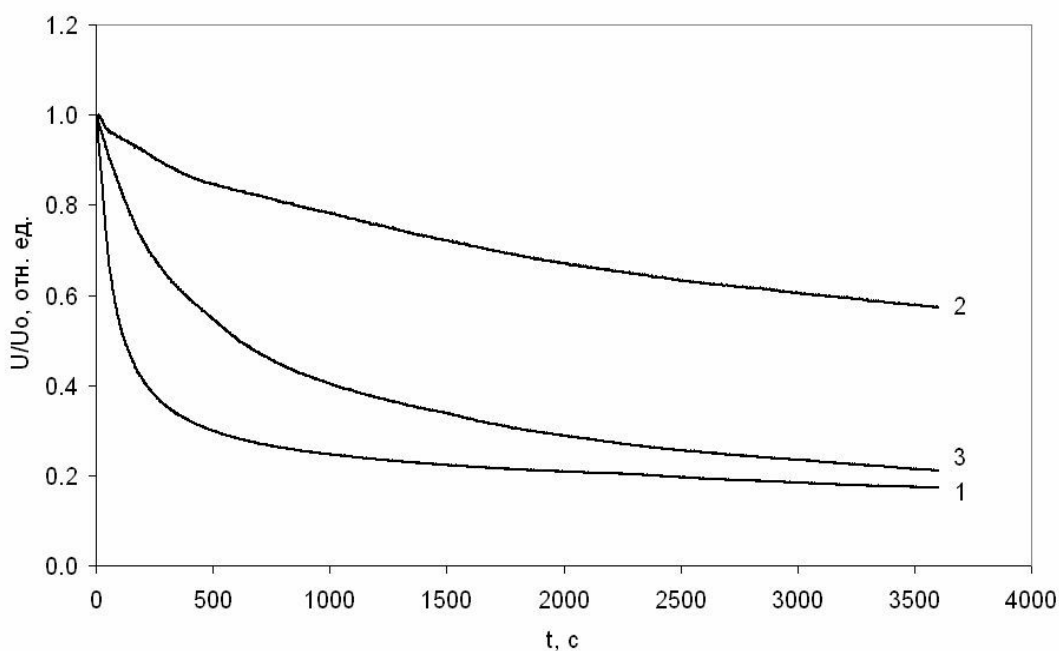


Рис. 2. Зависимость $U(t)$ для образцов, заряженных в поле отрицательного коронного разряда. $T = 120^\circ\text{C}$. 1 – ПП; 2 – ПП + 2% Al; 3 – ПП + 4% Al

Обработка результатов проводилась численными методами при помощи регуляризирующих алгоритмов Тихонова. При определении параметров электрически активных дефектов (ЭАД) этим способом восстанавливаются функции распределения ЭАД по энергиям для различных значений частотного фактора. Критерием правильности выбора значения частотного фактора является совпадение максимумов функций распределения, восстановленных для зависимостей поверхностного потенциала от температуры, полученных для разных скоростей нагревания. На рис. 3 и рис. 4 приведены экспериментальные зависимости $U(T)$ для ненаполненного полипропилена, снятые при двух скоростях нагревания, и восстановленные из них

функции распределения ЭАД по энергиям. Значения параметров ЭАД, рассчитанные для всех образцов, приведены в табл. 3.

Таблица 3. Частотный фактор и энергия активации, полученные для образцов, заряженных в поле отрицательного коронного разряда

	ω , Гц	$E_{акт}$, эВ
ПП	$5 \cdot 10^8$	0,81
ПП + 2% Al	10^{11}	1,03
ПП + 4% Al	10^8	0,83

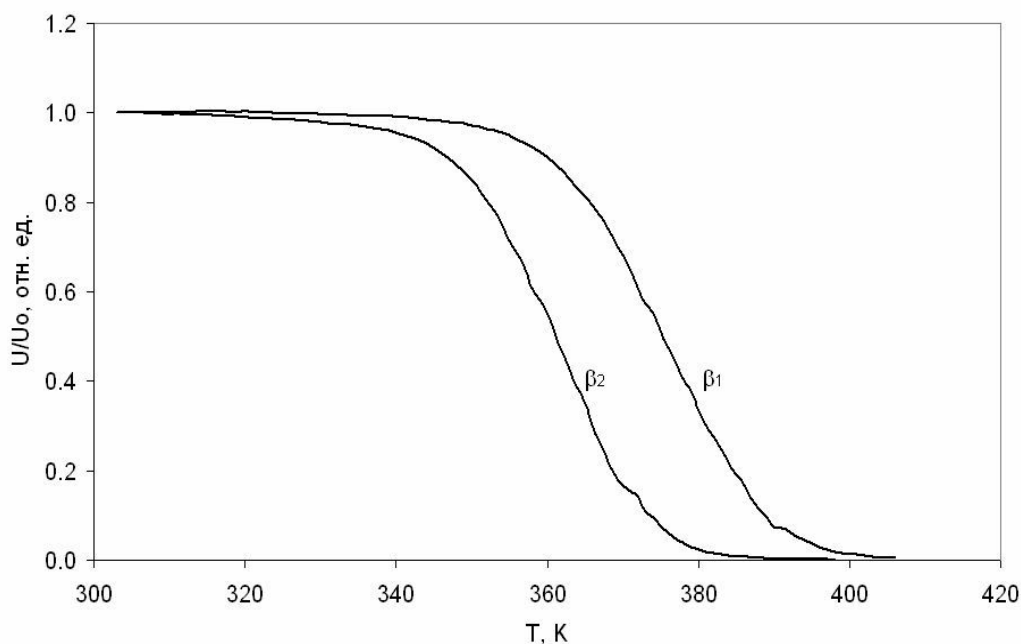


Рис. 3. Зависимость $U(T)$ для отрицательно заряженных пленок ПП. Скорости нагревания $\beta_1 = 0,08$ К/с, $\beta_2 = 0,028$ К/с

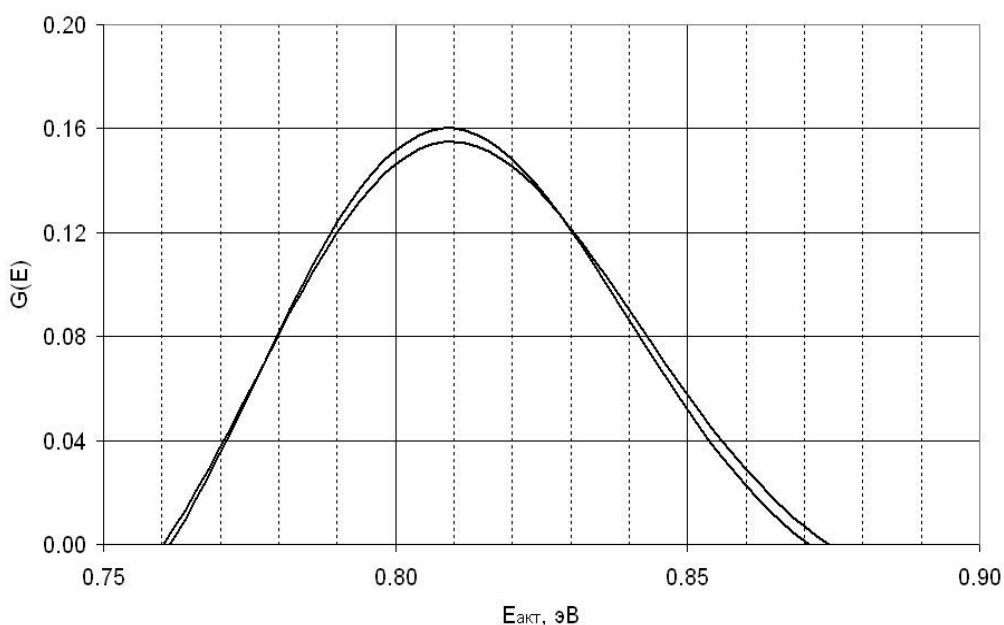


Рис. 4. Восстановленные функции распределения ЭАД по энергиям в незаполненном ПП для образцов, заряженных в поле отрицательного коронного разряда, для двух скоростей нагревания. $\omega = 5 \cdot 10^8$ Гц, $E_{акт} = 0,81$ эВ

Выводы

Из рис. 1 и 2 видно, что введение в полимерную матрицу частиц алюминиевой пудры улучшает электретные свойства полипропилена. При этом добавление 2 об.% наполнителя позволяет добиться лучшей электретной стабильности, чем добавление 4 об.%. Это подтверждают и параметры ЭАД, рассчитанные для исследуемых образцов: ПП + 2 об.% наполнителя $E_{\text{акт}} = 1,03 \pm 0,05$ эВ, ПП + 4 об.% наполнителя $E_{\text{акт}} = 0,83 \pm 0,05$ эВ. Большую стабильность электретного состояния в материале, содержащем 2 об.% алюминиевой пудры, можно объяснить, предположив накопление заряда на межфазной границе полимер-наполнитель. Дальнейшее увеличение содержания наполнителя, видимо, ведет к уменьшению доли кристаллической фазы полимера, что в свою очередь, приводит к ухудшению электретных свойств полимера.

Литература

1. Полипропилен / пер. со словацкого под ред. Пилиповского В.И., Ярцева И.К. – Л.: Химия. – 1967. – 316 с.
2. Уайт Дж.Л., Чой Д.Д. Полиэтилен, полипропилен и другие полиолефины / пер. с англ. яз. под ред. Е.С. Цобкалло. – СПб: Профессия. – 2006. – 256 с., ил.
3. Полимерные композиционные и конструкционные материалы для тары и упаковки: Метод. указания к лабораторным работам / Казан. гос. технол. ун-т; Сост.: М.Ф. Галиханов, Л.А. Бударина. – Казань. – 2002. – 32 с.
4. Тугов И.И., Кострыкина Г.И. Химия и физика полимеров: Учеб. Пособие для вузов. – М.: Химия. – 1989. – 432 с.: ил.
5. Тазенков Б.А., Бойцов В.Г., Сандалов Г.Н., Шнейдман И.Б. Процессы и аппараты электрографии. Л.: Машиностроение. – 1972.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОК ВИСМУТА И ВИСМУТА, ЛЕГИРОВАННОГО ТЕЛЛУРОМ

Д.Ю. Матвеев, Е.Е. Христинич

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.М. Грабов

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

В представленной работе проведены исследования гальваномагнитных свойств плёнок чистого и легированного теллуrom висмута. Плёнки были изготовлены методом вакуумного термического напыления на подложку из слюды мусковит. Плёнки легированного висмута изготовлены с использованием дискретного метода напыления. Гальваномагнитные свойства исследованы в температурном интервале 77–300 К и в магнитном поле до 0,65 Тл.

Ключевые слова: висмут, донорная примесь, тонкие плёнки, удельное сопротивление, магнетосопротивление, эффект Холла, размерный эффект, механизмы рассеяния

Введение

Полуметаллам группы V периодической таблицы Д.И. Менделеева посвящено большое количество работ. Висмут среди них привлекает широкий круг исследователей. На данный момент были исследованы гальваномагнитные и термоэлектрические свойства монокристаллов висмута чистого и легированного. Проведены исследования структуры и свойств плёнок висмута на различных подложках в зависимости от толщины тонкоплёночных образцов. Выявлено существенное влияние материала подложки, как на кристаллическую структуру плёнки висмута, так и на гальваномагнитные свойства плёнки непосредственно (вследствие деформации плёнки из-за различия температурных коэффициентов расширения материала плёнки и подложки). Однако при интерпретации получаемых экспериментальных результатов возникают затруднения, вследствие того, что висмут обладает очень сложной зонной структурой. Поэтому представляет интерес исследование легированных плёнок висмута. Легирование донорной или акцепторной примесью позволяет несколько упростить анализ получаемых результатов. В связи с этим наша работа посвящена исследованию тонких плёнок висмута, легированных донорной примесью.

Основная часть

Для получения тонкоплёночных образцов, применялся один из наиболее широко используемых методов – вакуумное термическое напыление. В данной работе исследовались тонкие плёнки V_i и V_i , легированного теллуrom, в количестве 0,05 ат.%. В качестве подложки использовалась слюда мусковит, толщиной 10–20 мкм.

Напыление производилось в вакууме $3 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. Получение плёнок чистого висмута происходило в диапазоне температур подложки от 80 до 200°C, а висмута, легированного теллуrom при 140°C. Для улучшения структуры тонкоплёночных образцов и уменьшения концентрации точечных дефектов в них применялся отжиг. Отжиг проводился при температуре 220–240°C длительностью 20–30 минут. Плёнки получались при скорости напыления $5 \cdot 10^{-3} - 6 \cdot 10^{-3}$ мкм/с. Полученные плёнки V_i и V_i , легированного теллуrom имеют толщину от 0,1 мкм до 0,5 мкм. Толщина полученных плёнок измерялась при помощи интерференционного микроскопа МИИ-5.

В связи с тем, что давление паров висмута и теллура при одинаковой температуре существенно различно, то для получения плёнок висмута, легированного теллуrom

использовался метод дискретного испарения. Этот метод позволял получить равномерное распределение теллура по объёму плёнки. Он заключался в том, что напыляемое вещество поступало на испаритель в виде маленьких гранул, которые, попадая на испаритель, мгновенно испарялись. Это обеспечивает постоянство состава пара в процессе напыления.

Структура полученных плёнок была исследована методом АСМ. Исследования показали, что плёнки имеют блочную структуру с ориентацией оси C_3 , перпендикулярной к плоскости подложки. Средние размеры кристаллитов в плоскости плёнки много больше толщины плёнки.

Одним из основных причин, оказывающих значительное влияние на физические свойства пленок, является классический размерный эффект. Под классическим размерным эффектом подразумевают ограничение длины свободного пробега носителей заряда толщиной пленки. В случае блочных плёнок, классический размерный эффект может проявляться в рассеянии носителей заряда на межкристаллитных границах.

На полученных тонкоплёночных образцах было проведено исследование гальваномагнитных свойств в температурном интервале от 77К до 300 К и в магнитном поле до 0,6 Тл. Проведены измерения удельного сопротивления, магнетосопротивления и коэффициента Холла.

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного сопротивления для плёнок Vi толщиной 0,3 мкм, полученных при различной температуре подложки. Как видно из рисунка, все плёнки, полученные при разных температурах подложки, имеют «полупроводниковый ход» сопротивления во всём интервале температур.

Минимумы на температурной зависимости удельного сопротивления имеются на всех экспериментальных кривых, но минимум для плёнки, полученной при температуре подложки 140°C наблюдается при наименьшей температуре. Удельное сопротивление этой плёнки при всех значениях температуры имеет наименьшее значение среди всех представленных на рисунке плёнок, полученных при другой температуре подложки.

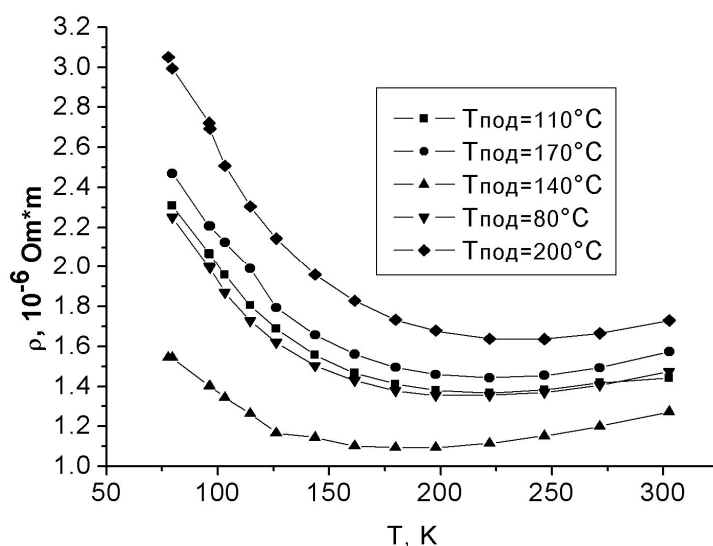


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления от температуры для пленки Vi толщиной 0,3 мкм при наличии термической обработки в отсутствии магнитного поля

Е.В. Демидовым было выяснено [1], что пленкам, полученным при температуре подложки около 140°C и подвергнутых отжигу, как видно из рис. 2, соответствуют

наибольшие размеры кристаллитов. Это объясняет полученные нами экспериментальные данные по удельному сопротивлению.

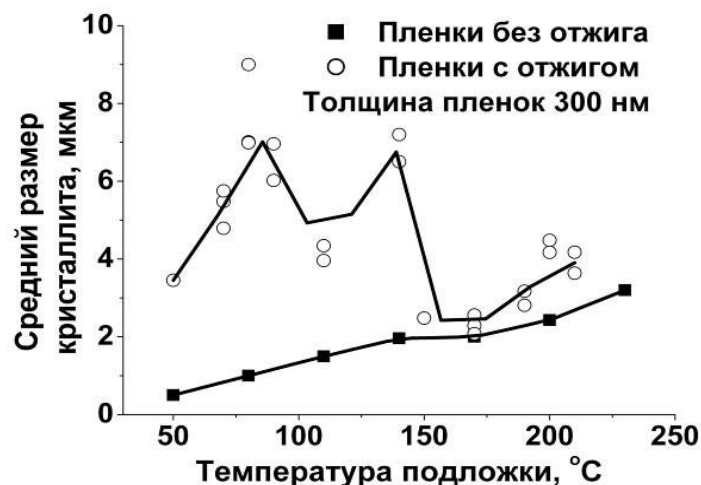


Рис. 2. Влияние температуры подложки и отжига на средние размеры кристаллитов пленок висмута

В монокристаллах висмута известно, что с повышением температуры удельное сопротивление увеличивается. Это связано с тем, что основным механизмом рассеяния в монокристаллах является рассеяние на фонах во всём температурном интервале. С увеличением температуры концентрация носителей заряда в полуметаллах растёт, но подвижность уменьшается быстрее по температурному интервалу, поэтому с увеличением температуры в монокристаллах висмута и происходит рост удельного сопротивления. В случае же тонких плёнок, рассеяние носителей заряда происходит не только на фонах, а также на точечных дефектах, дислокациях и границах блоков. Кроме этого в тонких плёнках будет наблюдаться классический размерный эффект. Всё это приводит к уменьшению подвижности носителей заряда, по сравнению с монокристаллом. Существенное ограничение подвижности в плёнках приводит к тому, что удельное сопротивление их больше, чем удельное сопротивление в монокристаллах. Это различие удельных сопротивлений плёнки и монокристалла возрастает с понижением температуры.

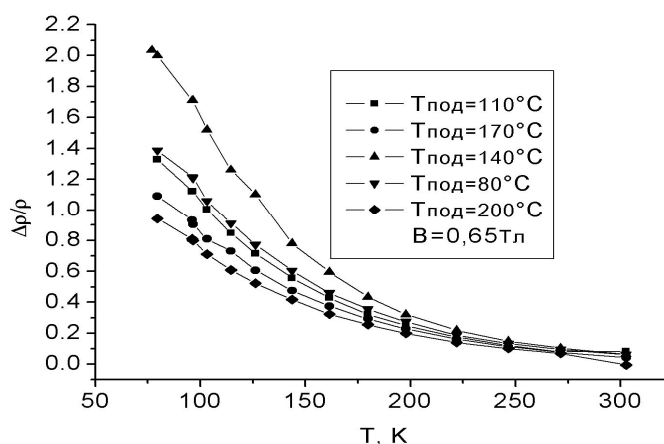


Рис. 3. Температурная зависимость магнетосопротивления для плёнки V_i толщиной 0,3 мкм при соответствующих значениях температур подложки

На рис. 3 приведены зависимости магнетосопротивления для плёнки V_i в диапазоне температур подложки в магнитном поле до 0,65 Тл. Из рисунка видно, что наибольшим магнетосопротивлением обладает плёнка, полученная при температуре

подложки 140°C. Это подтверждает наше утверждение о том, что данная плёнка имеет более совершенную структуру [1].

На рис. 4 приведены температурные зависимости коэффициента Холла для плёнки толщиной 300 нм в диапазоне температур подложки от 80°C до 200°C. В чистом висмуте концентрации электронов и дырок равны между собой. Висмут обладает сильной анизотропией свойств носителей заряда. Следует отметить, что анизотропия электронов и дырок существенно различна. Электроны имеют максимальную подвижность вдоль оси C_3 , а дырки в перпендикулярном направлении, т.е. в тригональной плоскости. Поэтому поведение коэффициента Холла при изменении температуры будет определяться соотношением подвижности электронов и дырок. При повышении температуры подвижности электронов и дырок становятся одинаковыми, поэтому значение коэффициента Холла при высокой температуре имеет маленькое значение. В области низкой температуры, где проявляется классический размерный эффект, ограничение подвижности электронов более существенно, чем дырок. Это приводит преимущественному вкладу дырок в эффект Холла и следовательно коэффициент Холла положителен.

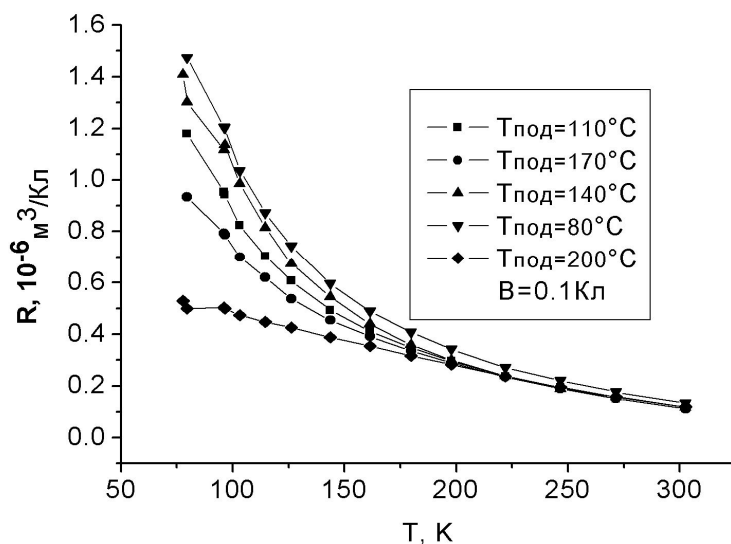


Рис. 4. Зависимость коэффициента Холла от температуры для пленки Bi в интервале температур подложки от 80°C до 200°C в магнитном поле с индукцией 0,1 Тл

Вторым этапом работы является исследование плёнок висмута легированных теллуром в количестве 0.05 ат.%. Теллур в висмуте является донорной примесью.

Как известно, чистый висмут является полуметаллом, в котором концентрации электронов и дырок малы, в сравнении с металлами, и практически равны друг другу. Следует отметить, что в отличие от полупроводников, в полуметаллах, даже при 0 К, концентрация носителей заряда отлична от нуля. Явления переноса обуславливаются как электронами, так и дырками. Введение донорной примеси приводит к увеличению концентрации электронов и уменьшению концентрации дырок. В результате в пленках висмута легированных теллуром вклад дырок в явлениях переноса может стать очень малым, и рассматриваем эти явления, можно считать, что они обусловлены только вкладом электронов. Следует так же отметить, что активные примеси в полуметаллах ведут себя несколько отлично от полупроводников. В терминах легированных полупроводников можно сказать, что температура истощения примеси в полуметаллах равна 0 К. Это означает, что при температуре ниже перехода к собственной проводимости концентрация свободных носителей заряда остается постоянной.

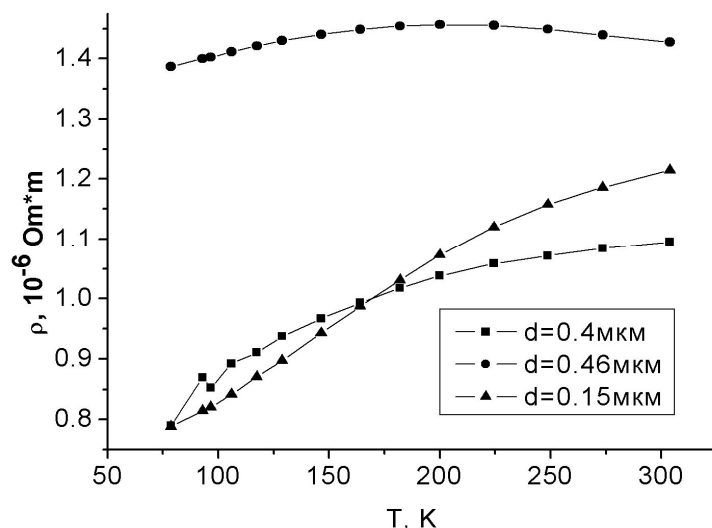


Рис. 5. Зависимость удельного сопротивления от температуры для отожжённых плёнок Bi (Te 0,05 ат.%) толщиной 0,15 мкм, 0,4 мкм и 0,46 мкм в отсутствии магнитного поля

На рис. 5 приведены температурные зависимости удельного сопротивления для отожжённых плёнок Bi, легированных Te 0,05 ат.%, толщиной 0,15 мкм, 0,4 мкм и 0,46 мкм на слюде. При этом можно заметить, что в отличие от чистого висмута (рис. 1), температурная зависимость удельного сопротивления легированных плёнок имеет существенно отличный вид. Во всех представленных плёнках наблюдается металлический ход сопротивления. Для объяснения температурной зависимости можно воспользоваться известными соотношениями из классической теории металлов:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{en\mu} - \text{удельное сопротивление.}$$

Как указывалось выше, в легированном висмуте, при температуре ниже температуры перехода к собственной проводимости (по данным для монокристаллов, концентрации 0,05 ат.% Te соответствует температура около 200 К) концентрация носителей заряда остается постоянной. Таким образом, температурная зависимость удельного сопротивления будет определяться температурной зависимостью подвижности. При понижении температуры подвижность возрастает, но скорость роста подвижности определяется механизмами рассеяния носителей заряда и размерными эффектами.

Таким образом, анализируя приведенные зависимости, становится понятным переход в легированных плёнках к металлическому ходу удельного сопротивления. Малая зависимость сопротивления от температуры для пленки 0,46 мкм вероятнее всего объясняется большой дефектностью кристаллической структуры этой пленки и как следствие малым ростом подвижности с понижением температуры.

Сравнение полученных результатов удельного сопротивления тонких плёнок висмута, легированного теллуром с удельным сопротивлением монокристаллов висмута того же состава [2] показывает, что удельное сопротивление плёнок при комнатной температуре близко, но несколько больше, чем для монокристаллов, а при низкой температуре это различие нарастает.

На рис. 6 приведена зависимость магнетосопротивления от температуры для плёнок, легированных теллуром различной толщины. Как видно из рисунка, магнетосопротивление легированных теллуром плёнок висмута значительно меньше, чем плёнок чистого висмута. Это указывает на то, что подвижность носителей заряда в легированных плёнках висмута меньше, чем в плёнках чистого висмута. Обращает на

себя внимание тот факт, что магнетосопротивление плёнки толщиной 0,46 мкм меньше, чем у плёнки 0,4 мкм. Это подтверждает наше предположение о большой дефектности этой плёнки.

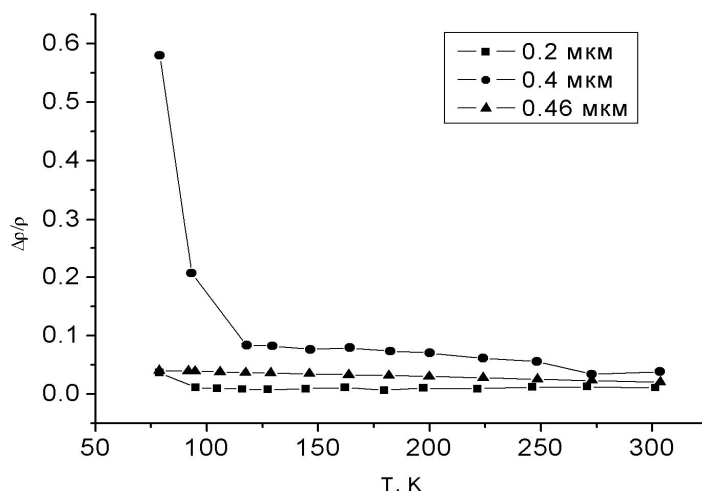


Рис. 6. Температурная зависимость магнетосопротивления пленок Bi (Te 0.05 ат.%) в магнитном поле до 0,65 Тл

На рис. 7 приведена температурная зависимость коэффициента Холла для плёнок Bi, легированных теллуром в магнитном поле 0,65 Тл. Из графика видно, что коэффициент для всех плёнок отрицателен и с уменьшением температуры его абсолютная величина увеличивается. В области низких температур скорость изменения коэффициента Холла замедляется по сравнению с областью высоких температур. Это связано с тем, что концентрация носителей заряда в области низких температур постоянна. Можно отметить, что увеличение дефектности кристаллической структуры плёнки, а, следовательно, уменьшение подвижности носителей заряда, приводит к увеличению коэффициента Холла по абсолютной величине [3]. Иллюстрацией этого является сравнение Холла для плёнок толщиной 0,46 мкм и 0,4 мкм.

В области температур выше температуры перехода к собственной проводимости (200 К), уменьшение коэффициента Холла по абсолютной величине обусловлено вкладом носителей другого знака – дырками.

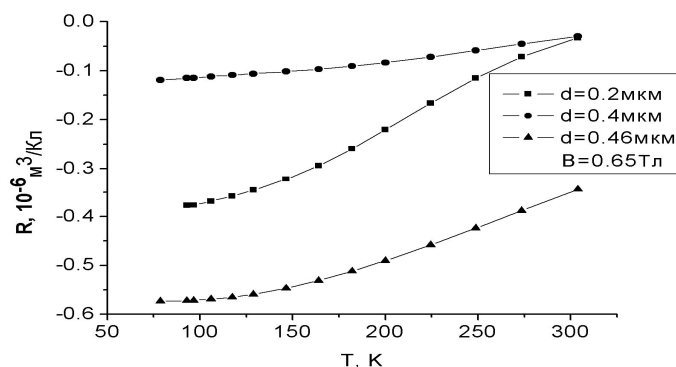


Рис. 7. Температурная зависимость коэффициента Холла для пленки Bi (Te 0.05 ат. %) толщиной 0,2 мкм, 0,4 мкм и 0,46 мкм

Заключение

Изготовлены тонкоплёночные образцы различной толщины из висмута, легированного теллуром в технологических условиях, обеспечивающих наилучшую кристаллическую структуру.

Проведены исследования удельного сопротивления, магнетосопротивления, коэффициента Холла изготовленных образцов в температурном интервале 77–300К.

Проведён сравнительный анализ свойств тонких плёнок висмута, легированных теллуром с плёнками чистого висмута.

Выяснено, что температурные зависимости удельного сопротивления плёнок легированного висмута и чистого висмута существенно различаются: легированные плёнки имеют «металлический ход» зависимости, а плёнки чистого висмута – «полупроводниковый».

Анализ результатов исследования магнетосопротивления показывает, что магнетосопротивление чистых плёнок висмута значительно больше, чем легированных плёнок, а значит, подвижности носителей заряда в легированных плёнках существенно меньше, чем в плёнках чистого висмута.

Для плёнок чистого висмута малой толщины коэффициент Холла положителен и растёт с уменьшением температуры. Для плёнок висмута, легированного теллуром коэффициент Холла отрицателен и увеличивается по абсолютной величине с понижением температуры, однако, следует заметить, что при низкой температуре его величина стремится к насыщению.

На данном этапе исследованы плёнки висмута только с одной степенью легирования, для получения более полной картины влияния примесей на свойства тонких плёнок висмута необходимо изготовить образцы с другими уровнями легирования и исследовать их гальваномагнитные свойства.

Литература

1. Грабов В.М., Демидов Е.В., Комаров В.А., Климантов М.М., Матвеев Д.Ю., Слепнев С.В., Усынин Е.В., Христич Е.Е. Особенности структуры и явления переноса в плёнках висмута, полученных методом термического испарения в вакууме // Известия Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена: Физика: Научный журнал. – Санкт-Петербург. – 2009 (в печати).
2. Иванов Г.А. Электрические и гальваномагнитные свойства висмута и его сплавов / твёрдые растворы, в широком температурном интервале // диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук // Л. – 1964. – С. 131–135.
3. Логунцова М.М. «Явления переноса в плёнках висмута, легированного донорными примесями» // Вестник РГПУ» //СПб. – 2006. – С. 76–83.

ЭЛЕКТРЕТНЫЙ ЭФФЕКТ В НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛИМЕРАХ С ЭЛЕМЕНТСОДЕРЖАЩИМИ НАНОКОМПЛЕКСАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ

А.Е. Кузнецов, Д.А. Рычков

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

Научный руководитель – д.ф-м.н., профессор Ю.А. Гороховатский

(Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена)

В работе рассматривается задача стабилизации электретного заряда в пленках политетрафторэтилена и полиэтилена высокого давления. Показано, что одним из перспективных направлений решения этой задачи является химическая модификация поверхности полимерной пленки. Было установлено, что обработка поверхности пленок политетрафторэтилена и полиэтилена по методу молекулярного наслаивания приводит к формированию на поверхности полимера функциональных наногруппировок, способных эффективно захватывать и удерживать электретный гомозаряд.

Ключевые слова: полимеры, электреты, наноконплексы, молекулярное наслаивание

Введение

В последние годы отмечается динамичный рост использования полимерных электретов в современных наукоемких устройствах и технологиях [1–3]. Причем спектр применения уникальных свойств полимерных электретов постоянно расширяется – от уже хорошо известных технических приложений, таких как электретные, пьезо- и пироэлектрические преобразователи, до инновационных разработок в области нелинейной оптики и молекулярной биологии. Следует особо подчеркнуть, что в основе всех перечисленных приложений лежат эффекты, наиболее ярко проявляющиеся только после создания в таких полимерах электретного состояния. При этом в ходе релаксации электретного состояния коэффициенты, характеризующие данные эффекты также соответствующим образом уменьшаются. Поэтому, важным фактором для успешного практического использования полимеров, является стабильность формируемого в них электретного состояния.

В настоящее время в отечественной и зарубежной практике, при разработке способов повышения стабильности полимерных электретов используются два взаимодополняющих подхода. Первый состоит в поиске и синтезе новых электретных материалов, способных конкурировать по стабильности со структурами на основе неполярных фторполимеров, которые, как известно, на сегодняшний день обладают наиболее высокими электретными характеристиками. В этом направлении, в настоящее время работают коллективы таких ведущих исследовательских центров как: Институт Современных Технологий Самсунг (Корея), Университет Науки и Техники Лангедока (Франция), Нагойский Университет (Япония), Афинский Национальный Технический Университет (Греция), Потсдамский Университет (Германия). В результате удалось синтезировать ряд перспективных полимерных материалов с достаточно высокими электретными характеристиками, однако коммерческое использование этих полимеров затруднено в связи с большими финансовыми и временными затратами на исследование и внедрение.

В основе второго подхода лежит идея о возможности управления электретными свойствами полимеров при помощи воздействий, модифицирующих их поверхность. Для неполярных полимеров решение этой задачи связано с разработкой методов формирования на их поверхности энергетически глубоких центров захвата заряда [1, 3]. Физическая идея таких методов состоит в том, что, например, для фторполимеров характерна крайне низкая подвижность носителей заряда. При этом их равновесная

концентрация столь мала по сравнению с концентрацией инжектированных зарядов, что решающую роль в релаксации электретного состояния начинают играть поверхностные ловушки. Природа поверхностных центров захвата заряда связана со структурными и нестехиометрическими дефектами, локализованными в тонком (~0,1 мкм) поверхностном слое полимерной пленки [1, 3].

Одним из активно развивающихся подходов в области направленного регулирования свойств твердофазных материалов является химическое модифицирование их поверхности. Среди многообразия известных способов формирования химического состава и строения поверхности твердого тела (пропитка, осаждение, соосаждение, смешение, золь-гель процессы) наиболее эффективным способом модифицирования поверхности полимеров является применение химической нанотехнологии, основанной на принципах метода молекулярного наслаивания [4]. Данная технология позволяет встраивать в полимерную макромолекулу неорганические низкомолекулярные группировки, которые в ряде случаев выступают в качестве энергетически глубоких центров захвата электретного заряда. Это открывает широкие перспективы для создания принципиально новых полимерных электретных материалов с элементсодержащими наноконструкциями, встроенными в поверхность. Вместе с тем, очевидно, что для разработки физических принципов стабилизации гомозаряда на наноструктурированной поверхности полимеров необходимо знание молекулярных механизмов электретного эффекта в таких объектах.

Постановка задачи

Как было показано выше, одним из подходов к решению проблемы улучшения электретных свойств полимерных материалов является модификация поверхности. В данной работе была поставлена цель – исследовать электретные свойства полимерных пленок с элементсодержащими наноконструкциями на поверхности. Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи.

- (1) На основе пленок политетрафторэтилена и полиэтилена высокого давления получить образцы с элементсодержащими наноконструкциями на поверхности.
- (2) Исследовать физико-химические свойства модифицированной поверхности полимерных пленок.
- (3) Исследовать процессы формирования и релаксации электретного состояния в полимерах с элементсодержащими наноконструкциями на поверхности.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Синтез наноконструкций на поверхности полимерных пленок

Обработку поверхности полимерных пленок проводили по методу молекулярного наслаивания. Суть метода молекулярного наслаивания заключается в реализации в условиях максимального удаления от равновесия химических реакций на поверхности твердого тела между подводимыми извне реагентами и функциональными группами подложки [4]. Обработку образцов проводили парами низкомолекулярных веществ (PCl_3 ; $\text{SiCl}_2(\text{CH}_3)_2$) в реакторе проточного типа [4, 5]. Исходные материалы для приготовления образцов представляли собой пленки полиэтилена высокого давления (ПЭВД) толщиной 150 мкм и пленки политетрафторэтилена (ПТФЭ) толщиной 13 мкм. В результате были получены серии образцов с фосфор- и кремнийсодержащими наноконструкциями, привитыми к поверхностным макромолекулам политетрафторэтилена и полиэтилена высокого давления.

Физико-химические свойства поверхности модифицированных образцов

Образцы полимерных пленок с наноструктурами были всесторонне охарактеризованы с точки зрения физико-химических свойств их поверхности. Одним

из самых простых экспериментальных методов, позволяющих определить наличие изменений на поверхности полимера, является метод измерения квазистационарных углов смачивания. В табл. 1 представлены значения соответствующих квазистационарных краевых углов смачивания Θ на примере политетрафторэтилена.

Таблица 1. Влияние модификации поверхности ПТФЭ на величину краевого угла смачивания

Образец	Исходный	Обработка парами PCl_3
Краевой угол смачивания Θ , град.	92	88

Как видно из данных табл. 1, наблюдается уменьшение краевого угла смачивания. Таким образом, о модификации поверхности полимерной пленки свидетельствует увеличение ее гидрофильности.

Топографию поверхности полимерных пленок исследовали с помощью атомно-силовой микроскопии. По сравнению с немодифицированными образцами модифицированная поверхность текстурирована характерными нанобразованиями. Например, химическая модификация пленки ПЭВД парами PCl_3 приводит к появлению на поверхности наноконструкций округлой формы диаметром 80–200 нм, количество которых достигает 20–25 шт./ μm^2 . Кроме того, исследования в режиме фазового контраста показали, что резкое изменение угла наклона зонда АСМ (Ψ), фиксируемое при пересечении границы наноконструкции, также свидетельствует об отличии химического состава указанных участков от свойств поверхности исходного ПЭВД.

Для анализа состава поверхности полимерных пленок были записаны РФЭ-спектры высокого разрешения. Например, в случае применения в качестве элемента-модификатора кремния, на поверхности пленки ПТФЭ фиксируются следующие изменения (табл. 2).

Таблица 2. Элементный состав поверхностного слоя пленок ПТФЭ

Пленки	Содержание элементов в поверхностном слое ПТФЭ (ат.%)			
	C	F	O	Si
Исходная	32,4	67,1	0,5	<0,02
Модифицированная	32,1	44,7	17,0	6,2

В табл. 3, исходя из анализа спектров высокого разрешения ($C1s$ -линии), приведена информация, характеризующая химическое строение поверхности.

Таблица 3. Вид химических связей поверхностного слоя ПТФЭ

Пленки	Химические связи в поверхностном слое ПТФЭ					
	CF_2 в С%	C-C в С%	C-O в С%	CF_3 в С%	CF в С%	прочие в С%
Исходная	87,6	2,6	1,4	3,8	1,0	3,6
Модифицированная	66,8	16,0	13,7	1,4	0,7	1,4

Следует отметить, что, в результате обработки, происходит дефторирование и окисление поверхности.

Значительные изменения поверхности пленок полиэтилена высокого давления после обработки парами трихлорида фосфора подтверждаются и данными инфракрасной спектроскопии. В спектре модифицированных образцов появляется полоса поглощения в области 1000 см^{-1} , связанная с валентными колебаниями P-O-связи в группировках PCl_2 -O-полимер. Кроме того, были обнаружены полосы

поглощения с максимумами 1650 см^{-1} (валентные колебания С=C-связи) и 1450 см^{-1} (деформационные колебания С-Н-связи). Присутствует также полоса поглощения, характерная для фосфорных соединений в области 1160 см^{-1} (деформационные колебания Р=О-связи), полоса 2670 см^{-1} (валентные колебания) и 940 см^{-1} (неплоские деформационные колебания) ОН-группировок.

Таким образом, результаты исследований свидетельствуют о химической прививке элементсодержащих наноконплексов к реакционно-способным центрам полимерной матрицы.

Электретные свойства полимерных пленок с элементсодержащими наноконплексами на поверхности

Электретное состояние в объектах исследования формировалось с помощью метода поляризации в коронном разряде на установке, принципиальная схема которой приведена на рис. 1.

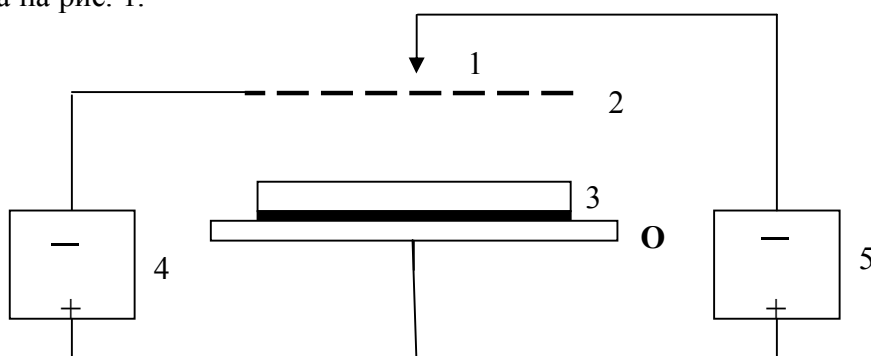


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для поляризации в коронном разряде: 1 – коронирующий электрод; 2 – сетка; 3 – заряжаемый образец; 4 – стабилизированный источник питания; 5 – высоковольтный источник

Существенно, что использование сетчатого управляющего электрода дает возможность изготавливать электреты с заранее заданной величиной поверхностного потенциала и с однородным распределением потенциала вдоль поверхности [1, 3].

Электретные свойства полимерных пленок с модифицированной поверхностью исследовали методом термостимулированной релаксации поверхностного потенциала (ТСРПП) [1, 3]. Исследования по указанной методике осуществлялись при помощи установки, блок-схема которой изображена на рис. 2. Данная экспериментальная установка позволяет получать кривые зависимости поверхностного потенциала образца от температуры.

На рис. 3 представлены данные, характеризующие электретные свойства модифицированных и немодифицированных пленок ПЭВД, заряженных в коронном разряде до начального потенциала 500 и 1700 В. Видно, что кривые, соответствующие модифицированным образцам сдвинуты в область более высоких температур на 35 К и 55 К. Механизм стабилизации электретного гомозаряда на модифицированной поверхности ПЭВД может быть объяснен исходя из следующих соображений: 1) наличие фосфорсодержащих наноструктур приводит к заторможенности молекулярной подвижности на поверхности модифицированного ПЭВД; 2) сформированные на поверхности ПЭВД фосфорсодержащие наноструктуры выступают в качестве энергетически глубоких центров захвата, способных эффективно удерживать электретный гомозаряд.

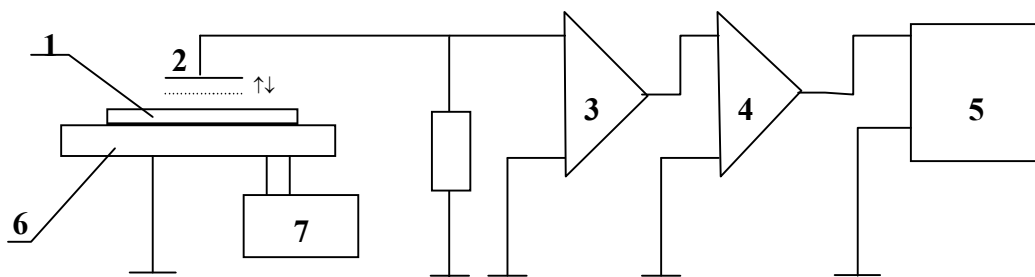


Рис. 2. Блок-схема установки для измерения поверхностного потенциала электретов: 1 – электрет; 2 – вибрирующий измерительный электрод; 3 – предусилитель; 4 – резонансный усилитель; 5 – регистрирующий прибор; 6 – электронагреватель; 7 – блок задания температуры

При этом возможна ситуация, когда два отмеченных механизма действуют совместно. Таким образом, химическое модифицирование поверхности ПЭВД позволяет значительно повысить величину и стабильность электретного заряда.

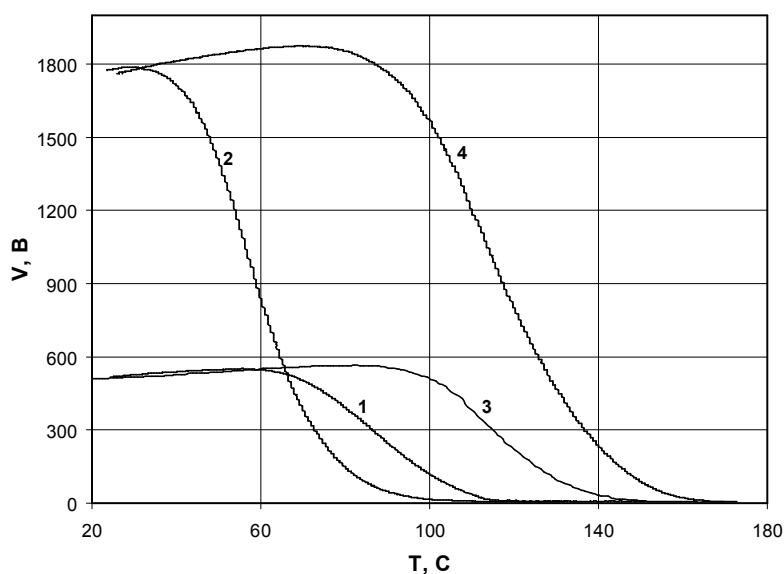


Рис. 3. Термостимулированная релаксация поверхностного потенциала электретов из ПЭВД: 1, 2 – немодифицированные образцы; 3, 4 – модифицированные образцы

На рис. 4 приведены экспериментальные данные ТСРПП для образцов из пленок политетрафторэтилена (ПТФЭ). Видно, что фторполимеры с наноструктурами обладают гораздо более высокой термостабильностью по сравнению даже с модифицированным полиэтиленом. Так для пленок ПТФЭ рост термостабильности в результате модификации составляет не менее 80 К.

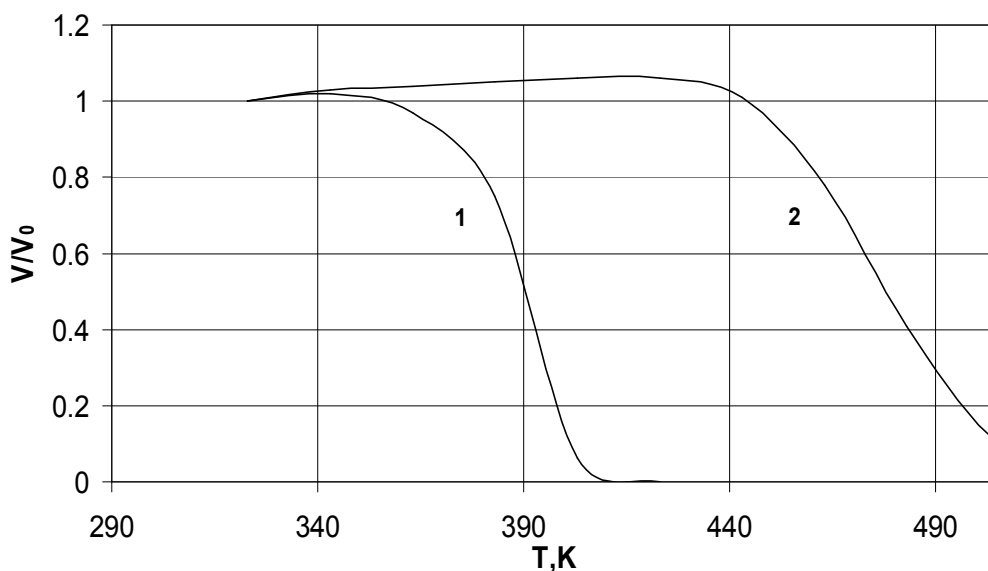


Рис. 4. ТСРПП электретов из пленок ПТФЭ, заряженных в положительной короне: 1 – исходные образцы; 2 – образцы, с фосфорсодержащими наноконкомплексами на поверхности

Заключение

В целом, можно сделать следующие выводы:

- химическая модификация поверхности пленок неполярных полимеров рядом реагентов позволяет существенно увеличить стабильность электретного состояния;
- механизм обнаруженного эффекта стабилизации электретного состояния в химически модифицированных полимерах состоит в том, что реагенты-модификаторы, взаимодействуя с дефектами поверхности пленок, формируют наноразмерные оксидные группировки, способные захватывать и длительно удерживать электретный заряд.

На основе результатов, представленных в данной работе могут быть предложены новые эффективные способы управления стабильностью заряда электретов. Полученные данные позволят разработать методы получения электретов с повышенной термо- и временной стабильностью, требуемой для их эффективного использования в качестве активного элемента различных сенсорных устройств.

Литература

1. Electrets / Edited by R. Gerhard-Multhaupt // third edition. – Vol. 2. – California. – Laplacian Press. – 1999. – 387 p.
2. Сесслер Г., Вест Дж. Применения // Электретны. – М.: Мир. – 1983. – С. 431–473.
3. Рычков А.А., Бойцов В.Г. Электретный эффект в структурах полимер–металл: Монография. – СПб: Изд-во РГПУ. – 2000. – 250 с.
4. Малыгин А.А. Технология молекулярного наслаивания и некоторые области ее применения. // ЖПХ. – 1996. – Т. 69. – № 10. – С. 1585–1593.
5. Рычков А.А., Малыгин А.А., Трифонов С.А., Рычков Д.А. Влияние химического модифицирования поверхности политетрафторэтилена на его электретные свойства // Журнал прикладной химии. – 2004. – Т.77. – Вып. 2. – С. 280–284.

ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПОДЛОЖКОЙ НА НАНОКОМПОНЕНТНЫЙ СОСТАВ СЛОЕВ ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

А.А. Старовойтов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., вед.н.с. Т.К. Разумова

Работа посвящена изучению состава молекулярных слоев на диэлектрических подложках (слода и стекло) в зависимости от строения концевых групп и длины цепи сопряжения полиметинового красителя.

Ключевые слова: слои, красители, изомеры, агрегаты

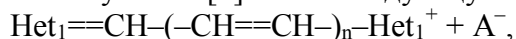
Введение

Гибридные материалы на основе органических красителей, нанесенных на диэлектрические подложки, внедренных в слоистые или пористые материалы, являются потенциальными кандидатами в качестве оптических материалов нового поколения [1]. Взаимодействие между молекулами и поверхностью подложки имеет огромное значение в области нанесения тонких пленок, так как оно определяет изомерную форму, агрегацию и ансамбализацию молекул вблизи поверхности (в первом монослое, на котором нарастают последующие слои), а так же их ориентацию относительно нормали к плоскости подложки. Это в свою очередь отвечает за оптические свойства получаемых материалов, такие как анизотропия поглощения, поляризация флуоресценции, перенос энергии. Отмечу, что исследование слоев органических красителей имеет долгую историю, ранние работы обобщены в монографии [2].

На основе полиметиновых красителей (ПК), нанесенных на кварцевое стекло и слюду, показаны молекулярные формы, образующиеся в слоях, полученных методом центрифугирования (spin-coating) из концентрированного раствора.

Объекты исследования

Молекула ПК [3] имеет следующую структуру:



где Het – гетероциклические концевые группы (КГ); n – число карбоцианиновых групп в полиметиновой цепи. В качестве аниона (A^-) чаще всего используются Cl^- , Br^- , I^- , $(\text{ClO}_4)^-$, $(\text{BF}_4)^-$.

Эти молекулы выбраны потому, что являются хорошими модельными объектами, у которых длинноволновая полоса поглощения $\text{S}_0 \rightarrow \text{S}_1$ совпадает с протяженной полиметиновой цепью сопряжения, что позволяет определять ориентацию хромофора исходя из дипольного момента перехода $\pi \rightarrow \pi^*$ посредством спектроскопии поглощения поляризованного света [4].

В работе были исследованы несколько гомологических рядов (число карбоцианиновых групп $n = 1; 2; 3$) катионных симметричных полиметиновых красителей ($\text{Het}_1 = \text{Het}_2$) с различными значениями электронодонорности КГ (Φ_0), которая показывает степень смещения электронов с концевой группы на полиметиновую цепь и величину положительного заряда, локализованного на концевых группах.

Обсуждения и результаты

Распределение электронной плотности вдоль полиметиновой цепи существенно зависит от разности электронодонорностей ($\Delta\Phi$) концевых групп молекулы [5]. У несимметричных полиметиновых молекул (НПК) с заметной разностью $\Delta\Phi$ концевых групп ($\text{Het}_1 \neq \text{Het}_2$) распределение электронной плотности в цепи неравномерно – ее максимум смещен к одной из концевых групп. В растворах у симметричных ПК (СПК) с одинаковыми концевыми группами это распределение более равномерно. Спектр поглощения НПК в растворах заметно уширен по сравнению со спектром поглощения СПК. Причины этого уширения подробно рассмотрены в [6], где показано, что для ряда НПК оно связано с количеством стереоизомерных форм молекулы, находящихся в растворе в состоянии равновесия. В растворах таких НПК изомерных форм больше, чем в СПК, где преобладает планарная конфигурация all-trans-стереоизомера ($> 90\%$). В результате спектры поглощения растворов этих НПК заметно уширены по сравнению со спектрами СПК (рис. 1).

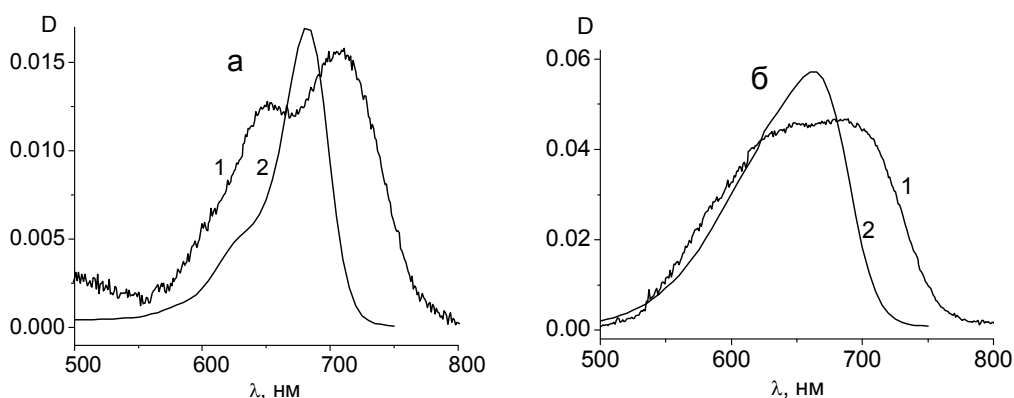


Рис. 1. Спектры поглощения молекулярных слоев на стеклянной подложке (1) и растворов (2) СПК (а) и НПК (б) с большой разностью электронодонорностей концевых групп ($\Delta\Phi=20^\circ$)

Изменения равновесного компонентного состава слоев симметричных ПК определяются асимметрией внутримолекулярного распределения заряда, вызванной взаимодействием катионов ПК с поверхностными зарядами подложки. Это взаимодействие приводит к локализации положительного заряда катиона на конце молекулы, расположенном ближе к подложке и наклонной ориентации компонентов слоя. Вследствие асимметрии локализации заряда возникает асимметрия распределения порядков связей полиметиновой цепи, одинаково расположенных относительно геометрического центра цепи. Такая асимметрия приводит к отличиям, как в спектрах поглощения, так и в относительных равновесных концентрациях *cis*-изомеров, возникающих при поворотах вокруг геометрически симметричных связей, что увеличивает число полос поглощения в спектре слоя. Степень внутримолекулярной асимметрии компонентов должна увеличиваться с увеличением электронодонорности, определяющей величину положительного заряда на конце молекулы, а также с уменьшением толщины слоя.

В работе [7] на примере дикарбоцианинового СПК с электронодонорностью $\Phi = 45^\circ$ (ДПК45) рассмотрены концентрационные зависимости компонентов слоев при увеличении числа условных монослоев (N). В субмонослоях полиметинов ($N < 1$) соотношение концентраций all-trans-изомеров (F1) и *cis*-изомеров (F2) достаточно случайное, причем вероятность появления *cis*-изомера несколько выше (рис. 2а). При $N > 1$ концентрации F1 и F2 и скорости их роста сближаются. По мере увеличения толщины слоя при $N > 1,5$ рост суммарной концентрации компонентов F1 и F2

замедляется, что объясняется появлением полос поглощения ассоциатов – коротковолновой Н-димеров (Fd) и длинноволновой J-агрегатов (FJ). Начиная с $N > 2$, концентрации ассоциатов растут быстрее, чем мономерных форм. При малом числе слоев соотношение концентраций ассоциатов случайно, при этом возникновение J-агрегата сопровождается уменьшением количества димера ($5 < N < 40$). При дальнейшем увеличении толщины слоя соотношение концентраций всех компонентов не меняется в пределах ошибки измерений.

В более толстых слоях ($N \geq 1.5$) вносимая подложкой асимметрия меньше, что приводит к снижению относительной концентрации *cis*-изомера. Сохранение соотношения концентраций мономеров в толстых слоях свидетельствует о том, что степень асимметрии внутримолекулярного распределения заряда в компонентах слоя стабилизируется.

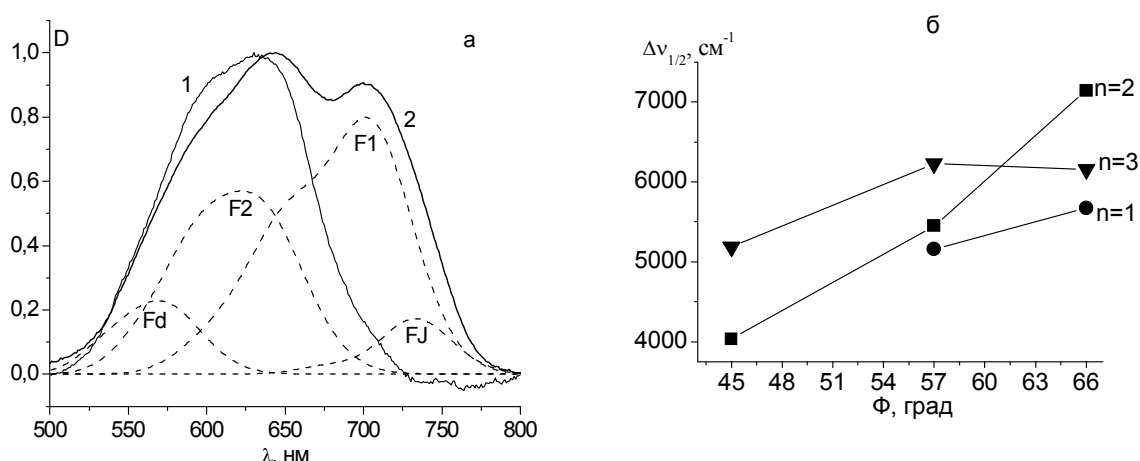


Рис. 2. а) Нормированные спектры поглощения и спектры молекулярных компонентов слоев ДПК45. Оптическая плотность поглощения в максимуме D_{max} : 0.00357 (1), 0.04071 (2); б) Полуширины спектров поглощения молекулярных слоев с $D > 0.03$ полиметинов-гомологов с разной электронодонорностью концевых групп

Увеличение электронодонорности концевых групп приводит к уширению спектра за счет появления большего числа полос поглощения (рис. 2б). На рис. 3 представлен спектры поглощения слоев разной концентрации дикарбоцианина с $\Phi_0 = 57^\circ$ (ДПК57). В толстых слоях присутствуют F1, F2 и ассоциаты. Уменьшение N приводит к падению концентрации F1, росту F2 и к появлению двух коротковолновых форм – вначале F3, а затем – F4. В спектре толстого слоя ДПК57, по-видимому, произошло расщепление полосы поглощения димера на две – коротковолновую (Fd1) и длинноволновую (Fd2) относительно положения *all-trans*-изомера. Аналогичные полосы Fd1 и Fd2 наблюдаются в слоях дикарбоцианинового красителя с $\Phi_0 = 66^\circ$ (ДПК66). Согласно экситонной теории взаимодействия осцилляторов, относительная интенсивность Fd1 и Fd2 определяется углом между цепями сопряжения мономеров, образующих димер (χ). В ДПК45, где существует только коротковолновая полоса димера, угол χ равен 0° (так называемый Н-димер, когда хромофоры параллельны друг другу). Очевидно, что в слоях ДПК57 и ДПК66 хромофоры не параллельны ($\chi > 0^\circ$).

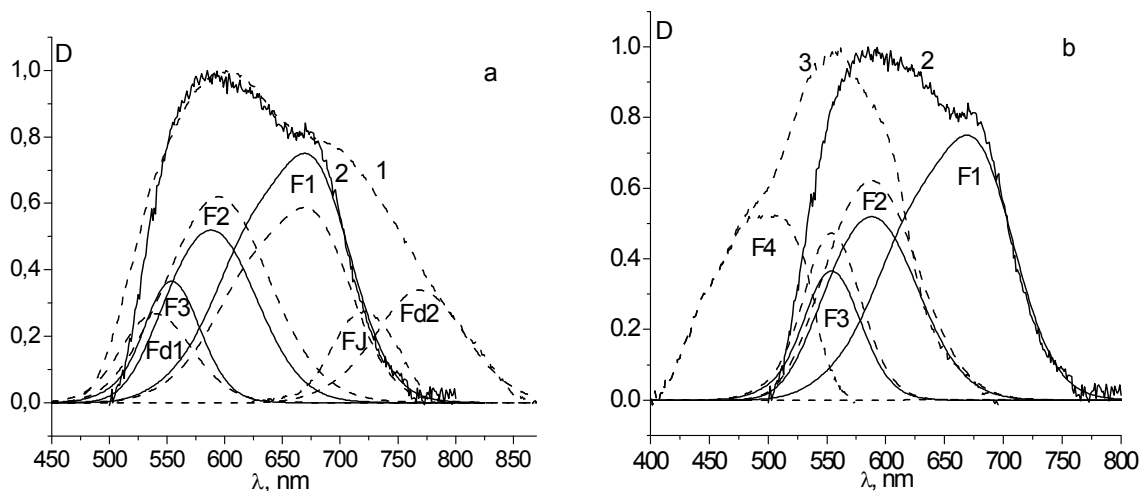


Рис. 3. Нормированные спектры поглощения и спектры молекулярных компонентов слоев ДПК57. Оптическая плотность поглощения в максимуме D_{max} : 0.0405 (1), 0.0052 (2), 0.0027 (3)

Идентификация длинноволновой полосы димера основывается на ранее полученных экспериментальных данных [8], согласно которым при резонансном фотовозбуждении слоев ДПК45 наносекундными моноимпульсами рубинового лазера, происходит почти полное исчезновение полосы поглощения димера за счет преобразования в другие формы (рис. 4а). Облучение слоя ДПК66 привело к одновременному падению плотности полос Fd1 и Fd2, что позволяет отнести Fd2 к переходам в димере.

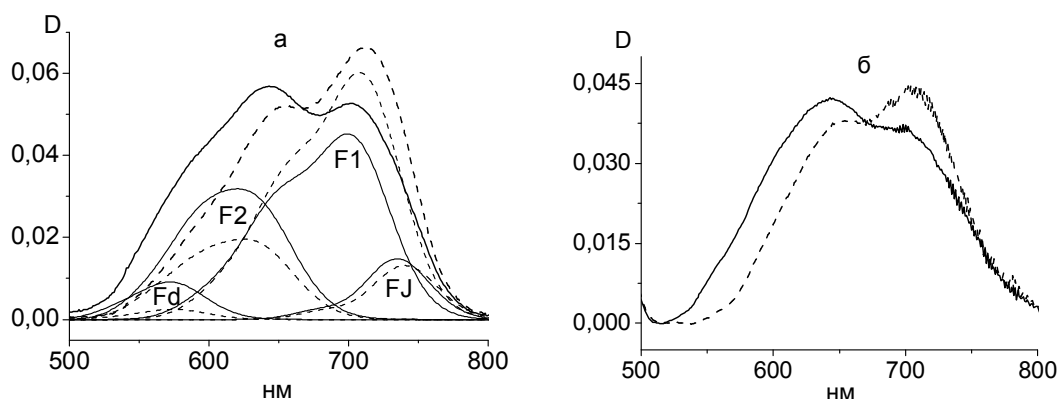


Рис. 4. Спектры поглощения слоев ДПК45 на стекле (а) с разделением на спектры компоненты и слюде (б) до (сплошная линия) и после (штриховая линия) облучения 17-наносекундным моноимпульсом рубинового лазера с плотностью мощности 40 мДж/см²

Предварительные результаты нанесения ДПК45 на подложку из слюды, так же обладающую поверхностными зарядами, показали сходные спектральные характеристики полученных слоев со слоями, полученными на подложках из стекла К8 (рис. 4). Облучение слоя на слюде, так же приводит к уменьшению полосы поглощения димера и *cis*-изомера, и к росту оптической плотности в области поглощения *all-trans*-изомера. Это может говорить о схожих компонентных составах слоев на подложках из слюды и стекла, а так же о близости фотостимулированных процессов в обоих случаях.

Удлинение полиметиновой цепи (увеличение n) приводит к уширению спектра (рис. 2б) за счет возможности существования большего количества изомерных форм

вследствие увеличения числа связей цепи, вокруг которых могут происходить стереоизомерные повороты фрагментов молекул. Однако, по-видимому, есть некий предел увеличения n и Φ_0 , так ТПК66 показал падение полуширины спектра по сравнению, как с дикарбоцианином ДПК66, так и трикарбоцианином ТПК57.

Заключение

Наблюдаемые зависимости наноконструктивного состава слоя связаны с влиянием асимметрии взаимодействия молекулярных компонентов с заряженной поверхностью подложки, приводящей к асимметрии внутримолекулярного распределения электронной плотности химически симметричных полиметиновых красителей. Степень электронной асимметрии растет по мере увеличения величины электронодонорности концевых групп и уменьшения толщины слоя. Как увеличение электронодонорности, так и удлинение полиметиновой цепи приводят к уширению спектра поглощения за счет роста числа полос наноконструктивных слоев.

Для более точного описания компонентного состава молекулярных слоев необходимы дальнейшие исследования. Для определения непосредственного влияния зарядов на поверхности подложки на вносимую электронную асимметрию, в дальнейшем предполагается апробация нанесения слоев на неполярные диэлектрические подложки, например, графит, который не обладает поверхностными зарядами.

Исследуемые объекты могут быть использованы в таких областях науки, как голография, молекулярная электроника и физиологическая оптика. Например, J-агрегаты представляют собой настоящие наноансамбли [9]. Непосредственный интерес к слоям полиметиновых красителей высказали ученые, занимающиеся визуализацией теплового излучения [10].

Литература

1. Shichi T., Takagi K. Clay minerals as photochemical reaction fields // *Journal of Photochemistry and Photobiology, C: Photochemistry Reviews*. – 2000. – № 1. – P. 113–130.
2. Теренин А.Н. Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений. – Л.: Наука. – 1967. – 616 с.
3. Крачковский А.Д. Строение и цвет полиметиновых красителей. – Киев: Наукова думка. – 1989. – 232 с.
4. Оптика наноструктур: лабораторный практикум / Л.П. Амосова, Т.А. Вартамян, Г.Н. Виноградова и др. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2008. – 84 с.
5. Разумова Т.К., Тарновский А.Н. Влияние электронодонорности концевых групп на спектры поглощения и термодинамическую стабильность фотоизомеров симметричных ди- и трикарбоцианиновых красителей // *Оптика и спектроскопия*. – 1999. – №5. – С. 778–784.
6. Тарновский А.Н. Фотофизические и фотохимические процессы в симметричных и несимметричных ди- и трикарбоцианиновых красителях: Дис. канд. физ.-мат. наук. – СПб. – 1993. – 383 с.
7. Калитиевская Е.Н., Крутякова В.П., Разумова Т.К. Исследования влияния толщины слоя дикарбоцианиновых красителей на конформационный состав и пространственную ориентацию компонентов слоя // *Оптика и спектроскопия*. – 2004. – №6. – С. 960–968.
8. Kaliteevskaya E.N., Krutyakova V.P., Razumova T.K., Starovoytov A.A. Mechanisms of the changes in the conformational composition and spatial reorientation of molecular

- components of a dicarbocyanine dye layer induced by heating or resonance photoexcitation // Proceedings of SPIE. – 2007. – №6728.
9. Yao H., Ou Z., Kimura K. Ion-Based Organic Nanoparticles: Synthesis, Characterization and Optical Properties of Pseudoisocyanine Dye Nanoparticles // Chemical Letters. – 2005. – №34. – P. 1108–1109.
 10. Бонч-Бруевич А.М, Разумова Т.К., Тибилев А.С. Оценка возможности создания приемника теплового излучения на основе явления фотоизомеризации органических красителей // Оптических журнал. – 2006. – №12. – С. 3–8.

СЕЛЕКТИВНЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

Е.В. Ващенко

Научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. Т.А. Варганиян

В работе исследовалась фотоэлектронная эмиссия из островковых пленок натрия. Была выявлена зависимость интенсивности тока фотоэмиссии от положения плазменных резонансов в пленках. Обнаружено, что усиленный за счет плазменных резонансов ток фотоэмиссии для тонкой пленки больше, чем из сплошного натрия, несмотря на большее количество вещества в последнем случае. Были проведены исследования эффективности фотоэффекта полученных пленок от направления вектора поляризации и угла падения воздействующего излучения.

Ключевые слова: фотоэмиссия, плазменные резонансы, щелочные металлы, наночастицы, островковые пленки

Введение

Фотоэлектронная эмиссия из металлических островковых пленок активно исследуется с теоретической и экспериментальной точек зрения [1, 2]. Некоторые аспекты этого явления уже хорошо известны, но есть и такие, которые требуют дальнейшего изучения, например, изменение спектров фотоэмиссии при возбуждении в пленках локализованных плазменных резонансов. Явления, связанные с фотоэлектронной эмиссией, имеют большой практический интерес – островковые металлические пленки используются для изготовления фотокатодов.

В работе исследовалась фотоэлектронная эмиссия из островковых металлических пленок натрия, напыленных на поверхность прозрачных диэлектриков (стекло, сапфир), что позволяло изменять как размер, так концентрацию и форму наночастиц, а, следовательно, что особенно важно, положение плазменных резонансов.

Главное внимание в исследованиях фотоэлектрических явлений в металлических наночастицах было уделено взаимному влиянию коллективных электронных возбуждений и одночастичных возбуждений электронов. Проявление коллективных электронных возбуждений хорошо известно и подробно исследовано с точки зрения чисто оптических проявлений. В то же время усиление поля на поверхности и в объеме наночастицы, связанное с возбуждением в ней локализованного плазмона, может приводить к эффективному образованию одночастичных возбуждений, а именно, электронов с энергией, лежащей выше уровня Ферми. Этот процесс достаточно хорошо известен и широко используется для объяснения ряда характеристик вторичной электронной эмиссии. Передача возбуждения от коллективной моды к одночастичным возбуждениям может рассматриваться как один из механизмов затухания плазмонов. Как будет показано ниже, в исследованной системе этот механизм весьма эффективен и существенно влияет как на квантовый выход фотоэлектронной эмиссии, так и на изменения спектральных, поляризационных и угловых характеристик этого процесса.

Эксперимент

Эксперименты проводились с островковой металлической пленкой натрия, напыляемой в отпаянной вакуумированной кювете в зазор между двумя электродами, нанесенными на сапфировом (или увиолевом) окне кюветы. Вблизи второго окна был впаян третий электрод для измерения фотоэлектронной эмиссии из пленки. Такая конструкция кюветы позволяла измерять как оптические характеристики пленки на спектрофотометре СФ-56, так и ее фотоэлектронные свойства (фотоэлектронную эмиссию и фотопроводимость пленки). Перед началом каждого эксперимента старая

пленка удалялась путем прогрева окна и заново напылялась. Размер и форма частиц, составляющих пленку, определялись условиями напыления и последующей термической обработкой. Это позволило изменять как абсолютную величину экстинкции, так и спектральное положение плазмонных полос в широких пределах. Особенностью спектров экстинкции данной системы является наличие двух максимумов для s-поляризованного света (рис. 1). Это обстоятельство указывает на недостаточность традиционной модели [3], в которой форма частиц считается близкой к сплюснутому эллипсоиду вращения с короткой осью перпендикулярной поверхности подложки. Для учета этой особенности примем, что форма частиц близка к трехосному эллипсоиду, но оставим в силе предположение о том, что самая короткая его ось перпендикулярна поверхности подложки. Тогда представленные на рис. 1 полосы поглощения следует отнести к коллективным колебаниям электронов вдоль осей эллипсоида, параллельных поверхности, которые возбуждаются s-поляризованным светом (в частности, при нормальном падении) [4]. Электронные колебания вдоль короткой оси эллипсоида возбуждаются лишь при наклонном падении р-поляризованного света. Полоса поглощения этих колебаний располагается за пределами спектрального интервала, представленного на рис. 1. Размер металлических наночастиц контролировался методом флукуационной микроскопии [5] и составлял 20–200 нм.

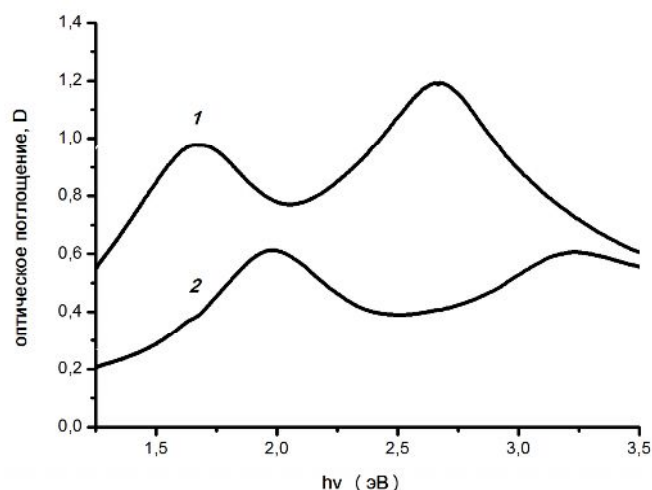


Рис. 1. Спектры экстинкции, полученные для островковых пленок натрия (пленка «1» и пленка «2»), исследуемых в эксперименте

Полученные в таких кюветах результаты сравнивались с характеристиками фотоэлектронной эмиссии, полученными в специально изготовленной кювете, где была напылена сплошная пленка металлического натрия толщиной порядка 1 мм.

Для измерения спектров фотоэлектронной эмиссии использовалось излучение непрерывной дуговой лампы ДКСШ-100, пропущенное через монохроматор МУМ, величина фототока регистрировалась с помощью цифрового вольтметра АВМ-4403.

Проведено сравнение квантовой эффективности фотоэлектронной эмиссии из сплошной и островковой металлических пленок натрия (рис. 2). Для сравнения выбиралась островковая пленка, коротковолновый плазмонный резонанс которой совпадал с максимумом селективного спектра фотоэлектронной эмиссии сплошного металла. Несмотря на то, что никакие другие параметры пленки не оптимизировались, видно, что квантовая эффективность ее фотоэмиссии более чем на порядок выше, чем для пленки массивного металла. Следует отметить, что в эксперименте исследовалась сплошная пленка с сильно шероховатой поверхностью, что позволило не учитывать

зависимость тока фотоэмиссии из сплошного натрия от поляризации и угла падения воздействующего излучения.

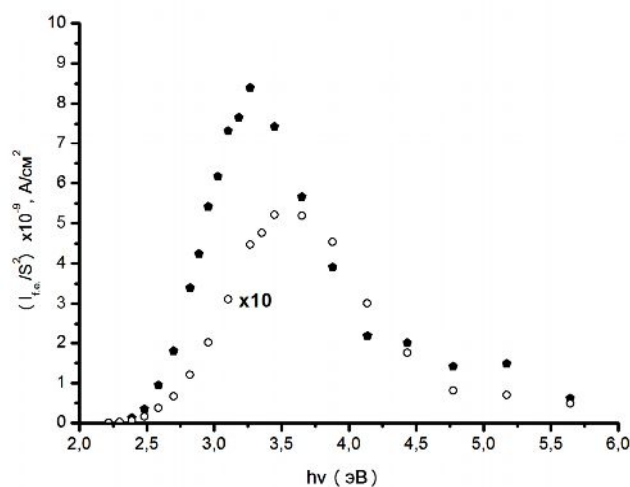


Рис. 2. Спектральные зависимости плотности тока фотоэлектронной эмиссии из: островковой пленки натрия «1» (закрашенные точки), массивного натрия (незакрашенные точки)

Была установлена четкая корреляция между формой спектра селективного фотоэффекта островкой пленки натрия и положением коротковолнового плазмонного резонанса в ее спектре экстинкции. Было обнаружено, что максимум спектра фотоэлектронной эмиссии сдвигается относительно максимума в спектре фотоэмиссии для сплошной пленки в сторону коротковолнового плазмонного резонанса (рис. 1 и 3).

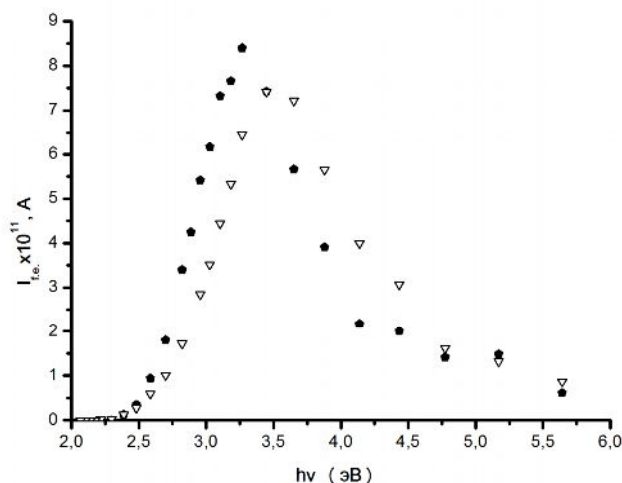


Рис. 3. Спектры фотоэлектронной эмиссии, соответствующие спектрам экстинкции пленок рис. 1 (закрашенные точки соответствуют пленке «1», незакрашенные – пленке «2»)

Исследованы зависимости фотоэлектронной эмиссии островковых пленок от поляризации и угла падения возбуждающего излучения. Для изучения векториального эффекта островковую пленку натрия освещали непрерывным полупроводниковым лазером мощностью 8 мВт с длиной волны 377 нм. Специально для эксперимента была напылена пленка, в которой максимум коротковолнового плазмонного резонанса наблюдался при 380 нм, т.е. близкой к частоте возбуждающего света. Известно, что для плоской поверхности массивного металла векториальный эффект выглядит следующим образом: для излучения с s-поляризацией (электрический вектор световой волны

параллелен плоскости подложки) интенсивность фототока мала и почти не зависит от угла его падения, для излучения с р-поляризацией (электрический вектор имеет составляющую перпендикулярную плоскости подложки) фототок резко увеличивается с ростом угла его падения [6]. На рис. 4 показаны измеренные зависимости величины фототока от угла падения для света с s- и р-поляризацией для островковой пленки. Поскольку в экспериментах возбуждение пленки производилось с внешней стороны кюветы, то эти зависимости поправлены с учетом отражения света от подложки (сапфира) для s- и р-поляризаций [7]. Как видно из рис. 4 векториальный эффект для островковой пленки резко отличается от аналогичного эффекта для плоской поверхности массивного металла.

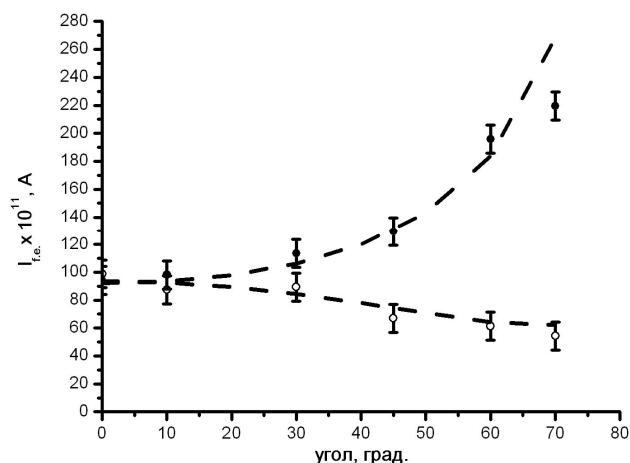


Рис. 4. Экспериментальные (точки: закрашенные для s- и незакрашенные для р-поляризации) и теоретические (пунктирная линия) зависимости тока фотоэлектронной эмиссии от угла падения воздействующего на пленку излучения для s- и р-поляризаций

Результаты

Все полученные результаты показывают, что основные характеристики фотоэлектронной эмиссии из металлических островковых пленок в спектральной области, где возможно возбуждение локализованных плазмонов, резко отличаются от аналогичных характеристик для массивного металла. Эти отличия можно объяснить тем, что в металлических наночастицах открывается дополнительный канал создания одночастичных электронных возбуждений, связанный с распадом плазмонных колебаний, сечение возбуждения которых достаточно велико. Такое предположение объясняет все полученные экспериментальные результаты. Прежде всего, это касается наблюдаемого резкого увеличения квантовой эффективности фотоэлектронной эмиссии и ее спектральных характеристик, что связано с резонансным характером возбуждения плазмонных колебаний в наночастицах.

Полученные зависимости тока фотоэмиссии от угла падения излучения на пленку при s- и р-поляризации можно описать следующей моделью. Считается, что островки округлых форм сплюснуты на подложке и собственные частоты плазменных колебаний в них вдоль подложки резонансные, а колебания нормальные к ней — далеки от резонанса. Следовательно, коэффициент усиления для компоненты поля параллельной плоскости подложки g_1 отличается от коэффициента усиления для компоненты перпендикулярной поверхности подложки g_2 . В случае s-поляризации вектор электрического поля падающей волны параллелен плоскости подложки и не зависит от угла падения излучения. Таким образом, коэффициент усиления поля не зависит от угла падения, в этом случае эффективная интенсивность излучения: $g_1 E_0^2$. В случае р-

поляризации вектор электрического поля лежит в плоскости падения и имеет компоненту, параллельную поверхности подложки $E_0 \cos \alpha$ и компоненту, перпендикулярную поверхности подложки $E_0 \sin \alpha$, α -угол падения. Коэффициент усиления для первой компоненты g_1 , в то время как для второй g_2 . Таким образом, для р-поляризации выражение для эффективной интенсивности излучения имеет вид:

$$g_1 E_0^2 \cos^2 \alpha + g_2 E_0^2 \sin^2 \alpha = g_2 E_0^2 \left[\left(\frac{g_1}{g_2} - 1 \right) \cos^2 \alpha + 1 \right].$$

При изменении угла падения меняется размер облучаемого пятна на поверхности, следовательно, и количество возбуждаемых в пленке островков. Это изменение пропорционально $1/\cos \alpha$. Таким образом, ожидаемая зависимость для фототока от угла падения:

$$I_s \propto g_1 E_0^2 \frac{1}{\cos \alpha} \text{ для s-поляризации и } I_p \propto g_2 E_0^2 \left[\left(\frac{g_1}{g_2} - 1 \right) \cos \alpha + \frac{1}{\cos \alpha} \right] \text{ для p-}$$

поляризации.

Угловая зависимость для тока фотоэмиссии в случае s-поляризации, показанная на рис. 4, хорошо согласуется с формулой, в то время как угловая зависимость для р-поляризации была использована для оценки отношения g_1/g_2 . Лучшее приближение было получено для $g_1/g_2=8$.

Заключение

Измерены основные характеристики процесса фотоэлектронной эмиссии из островковых пленок металлического натрия. Установлено, что величина квантового выхода, спектральные, поляризационные и угловые характеристики этого процесса существенно отличаются от аналогичных характеристик массивного металла.

Все результаты, полученные в работе, объяснены влиянием возбуждения локализованных плазмонных колебаний в металлических наночастицах на характеристики процесса фотоэлектронной эмиссии.

Литература

1. Winston A. Saunders, Keith Clemenger, Walt A. de Heer, W.D. Knight. Photoionization and shell structure of potassium clusters // *Physical Review B*. 1985. – V.32. – №2. – P. 1366–1368.
2. K. Wong, V. Kasperovich, G. Tikhonov, V.V. Kresin. Photo-ionization efficiency curves of alkali nanoclusters in a beam and determination of metal work function // *Appl. Phys.* – В 73. – PP. 407–410 (2001).
3. T. Wenzel, J. Bosbach, F. Stietz, F. Träger. In situ Determination of the Shape of Supported Metal Clusters During Growth // *Surf. Sci.* – 432 (1999).
4. Варганян Т.А., Леонов Н.Б., Логунов А.Е., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Связь спектров экстинкции наночастиц металлического натрия с их морфологическими характеристиками. Модификация этих характеристик с помощью процесса фотоатомной эмиссии // *Опт. спектр.* – Т. 102. – №5. – 2007. – С. 819–824.
5. Бонч-Бруевич А.М., Варганян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Оптический метод измерения структурных параметров островковых пленок // *Опт. спектр.* – 2000. – Т. 89. – № 3. – С. 438–443.
6. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Наука. – 1966. – 564 с.
7. Кизель В.А. Отражение света. – М.: Наука. – 1973. – 352 с.

СТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СИСТЕМЫ ДВУХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С УЧЕТОМ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО РЕЗОНАНСНОГО ОБМЕНА ЭНЕРГИЕЙ

С.Ю. Кручинин

Научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. А.В. Федоров

Теоретически исследована фотолюминесценция двух стационарно возбуждаемых сферических квантовых точек, между которыми происходит безызлучательный обмен энергией вследствие кулоновского взаимодействия их электронных подсистем. Получены аналитические выражения для дифференциальных сечений фотолюминесценции. Проведен анализ их зависимости от межточечного расстояния, скорости внутризонной релаксации и температуры.

Ключевые слова: квантовые точки, резонансный перенос энергии, кулоновское взаимодействие, фотолюминесценция

1. Введение

В последние годы можно отметить появление значительного интереса к исследованию эффекта безызлучательного переноса энергии в системах с квантовыми точками. Это обусловлено перспективами использования этих объектов в различных приложениях, например, при разработке люминесцентных меток и сенсоров [1], элементов солнечных батарей [2], при создании лазеров [3], элементной базы микроэлектроники и квантовых компьютеров [4]. Кроме этого, квантовые точки являются хорошим модельным объектом для детального изучения физических основ безызлучательного переноса энергии, поскольку появляется возможность осуществить резонанс между электронными уровнями путем подбора размеров нанокристаллов.

В настоящей работе проведено исследование стационарной фотолюминесценции системы двух квантовых точек, взаимодействующих в некогерентном режиме. Используемый подход является развитием модели, предложенной авторами в работе [5]. Основное внимание уделено исследованию зависимости величины дифференциального сечения люминесценции от скорости внутризонной релаксации акцептора, скорости чистой дефазировки, а также влиянию этих параметров на зависимость величины сечения от межточечного расстояния.

2. Дифференциальное сечение фотолюминесценции в режиме некогерентных осцилляций

Для нахождения спектра фотолюминесценции двух квантовых точек, взаимодействие между которыми происходит в режиме некогерентных осцилляций, достаточно воспользоваться обобщением подхода, развитого авторами в предыдущей работе [5].

Рассмотрим схему электронных уровней квантовых точек, изображенную на рис. 1. Пусть внешнее излучение возбуждает фундаментальный переход донора $|0\rangle_D \rightarrow |1\rangle_D$, в резонансе с которым находится один из переходов акцептора $|0\rangle_A \rightarrow |2\rangle_A$. Если переход $|0\rangle_A \rightarrow |2\rangle_A$ дипольно-разрешен, то внешнее излучение возбуждает акцептор, поэтому сигнал вторичного излучения будет наблюдаться даже при отсутствии переноса энергии. За счет внутризонной релаксации носитель совершает переход $|2\rangle_A \rightarrow |1\rangle_A$, а затем он может совершить безызлучательный или излучательный переход в основное состояние $|0\rangle_A$.

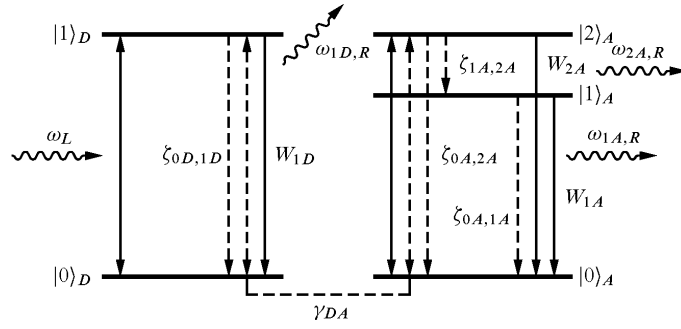


Рис. 1. Переходы в системе взаимодействующих квантовых точек: схема $2 \leftrightarrow 3$

Для описания фотолюминесценции данной системы уровней ограничимся укороченным базисом, состоящим из произведений волновых функций электронных состояний и электромагнитного поля

$$\begin{aligned} |1\rangle^{(D)} &= |1\rangle_D |0_k\rangle, |2\rangle^{(D)} = |0\rangle_D |1_{Dk}\rangle, |3\rangle^{(D)} = |0\rangle_D |0_k\rangle; \\ |1\rangle^{(A)} &= |1\rangle_A |0_k\rangle, |2\rangle^{(A)} = |0\rangle_A |1_{Ak}\rangle, |3\rangle^{(A)} = |2\rangle_A |0_k\rangle, \\ |4\rangle^{(A)} &= |0\rangle_A |2_{Ak}\rangle, |5\rangle^{(A)} = |0\rangle_A |0_k\rangle, \end{aligned}$$

где $|0_k\rangle$ – вакуум излученных квантовыми точками фотонов; k – волновой вектор; $|p_{\alpha k}\rangle$ – состояния с одним фотоном, испущенным в результате перехода $|p\rangle_{\alpha} \rightarrow |0\rangle_{\alpha}$ ($p=1,2$).

Введем в систему уравнений донора и акцептора слагаемые, соответствующие прямому и обратному переносу энергии, а также переопределим скорости дефазировки и энергетической релаксации для энергетических уровней, участвующих в резонансном взаимодействии. В результате уравнения для диагональных элементов матрицы плотности донора и акцептора в выбранном базисе приобретут следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11}^{(D)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(D)}]_{11} - \gamma_{1D,1D} \rho_{11}^{(D)} + \gamma_{DA} \rho_{33}^{(A)}, & \dot{\rho}_{11}^{(A)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(A)}]_{11} - \gamma_{1A,1A}^{(0)} \rho_{11}^{(A)} + \zeta_{1A,2A} \rho_{33}^{(A)}, \\ \dot{\rho}_{22}^{(D)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(D)}]_{22}, & \dot{\rho}_{22}^{(A)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(A)}]_{22}, \\ \dot{\rho}_{33}^{(D)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(D)}]_{33} + \gamma_{1D,1D} \rho_{11}^{(D)} - \gamma_{DA} \rho_{33}^{(A)}, & \dot{\rho}_{33}^{(A)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(A)}]_{33} - \gamma_{2A,2A} \rho_{33}^{(A)} + \gamma_{DA} \rho_{11}^{(D)}, \\ & & \dot{\rho}_{44}^{(A)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(A)}]_{44}, \\ & & \dot{\rho}_{55}^{(A)} &= \frac{1}{i\hbar} [H_D, \rho^{(A)}]_{55} + \gamma_{1A,1A}^{(0)} \rho_{11}^{(A)} + (\zeta_{0A,2A} + \gamma_{DA}) \rho_{33}^{(A)} - \gamma_{DA} \rho_{11}^{(D)}, \end{aligned}$$

где $\gamma_{vv} = \gamma_{vv}^{(0)} + \gamma_{DA}$, $\gamma_{v\mu} \neq \gamma_{\mu v} / 2 + \bar{\gamma}_{v\mu}$.

При этом для всех релаксационных параметров $\gamma_{v\mu}$ выполняется соотношение $\gamma_{v\mu} = \gamma_{\mu v}$.

Считая внешнее возбуждение стационарным $\phi(t) = E_L = \text{const}$, а время релаксации фотонов бесконечно большим ($\gamma_0 \approx 0$), найдем дифференциальные сечения люминесценции донора и акцептора в единицу телесного угла Θ на частоте ω_R . Они связаны со скоростями излучения фотонов $W_{1D} = \dot{\rho}_{22}^{(D)}$, $W_{1A} = \dot{\rho}_{22}^{(A)}$ и $W_{2A} = \dot{\rho}_{44}^{(A)}$ следующими соотношениями

$$\frac{d^2 \sigma_{\alpha}}{d\Theta d\omega_{\beta,R}} \equiv \frac{d^2 \sigma_{\alpha}}{d\Theta d\omega_R} \Big|_{\omega_R \approx \omega_{\beta}} = \frac{V \hbar \omega_R^3}{4(\pi c)^3} \frac{W_{\beta}}{I_L},$$

где I_L – интенсивность возбуждающей световой волны; V – нормировочный объем. Здесь введено обозначение $\omega_{\beta,R}$ для частоты фотонов, близкой к частоте соответствующего перехода ω_β из возбужденного ($\beta = 1D, 1A, 2A$) в основное состояние.

В результате расчета в низайшем порядке теории возмущений по взаимодействию с внешним классическим оптическим излучением и квантовым электромагнитным полем вакуума были получены следующие выражения

$$\frac{d^2\sigma_D}{d\Theta d\omega_{1D,R}} = C(\omega_{1D,R}) |V_{0D,1D}^{(R)}|^2 L_{DA} \frac{\gamma_{0D,1D}}{\gamma_{0D,1D}^2 + \Delta_{1D,R}^2} \times \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{2\gamma_{2A,2A}\bar{\gamma}_{1D,0D} + \gamma_{DA}^2}{2(\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2)} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA}\gamma_{2A,0A}}{\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{d^2\sigma_A}{d\Theta d\omega_{1A,R}} = C(\omega_{1A,R}) |V_{0A,1A}^{(R)}|^2 \frac{\zeta_{1A,2A} L_{DA}}{\gamma_{1A,1A}^{(0)}} \frac{\gamma_{0A,1A}^{(0)}}{\gamma_{0A,1A}^{(0)2} + \Delta_{1A,R}^2} \times \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA}\gamma_{1D,0D}}{\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{1D,1D}\gamma_{2A,0A}}{\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{d^2\sigma_A}{d\Theta d\omega_{2A,R}} = C(\omega_{2A,R}) |V_{0A,2A}^{(R)}|^2 L_{DA} \frac{\gamma_{0A,2A}}{\gamma_{0A,2A}^2 + \Delta_{2A,R}^2} \times \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA}\gamma_{1D,0D}}{\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{2\gamma_{1D,1D}\bar{\gamma}_{2A,0A} + \gamma_{DA}^2}{2(\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2)} \right\} \quad (3)$$

где $C(\omega_{\beta,R}) = \omega_{\beta,R}^4 / (\pi c^4 \hbar^2 \varepsilon_\alpha^{3/2})$; $L_{DA} = (\gamma_{1D,1D}\gamma_{2A,2A} - \gamma_{DA}^2)^{-1}$, $\Delta_{\beta,L} = \omega_\beta - \omega_L$ и $\Delta_{\beta,R} = \omega_\beta - \omega_R$ – отстройки частоты возбуждающего и испускаемого света от частоты перехода в состояние β .

Формулы для случая, когда переход $|0\rangle_A \rightarrow |2\rangle_A$ запрещен в дипольном приближении, получаются из (1)–(3), если положить матричные элементы $V_{2A,0A}^{(L)}$ и $V_{0A,2A}^{(R)}$ равными нулю.

В режиме переноса энергии ($\zeta_{1A,2A} \square \gamma_{DA}$) можно пренебречь процессами второго порядка по скорости переноса ($\gamma_{DA}^2 \rightarrow 0$), а также вкладом обратных процессов в дефазировку и время жизни состояний акцептора ($\gamma_{pA,2A} \rightarrow \gamma_{pA,2A}^{(0)}$, $\gamma_{2A,pA} \rightarrow \gamma_{2A,pA}^{(0)}$, $p = 0, 1, 2$).

Для определенности, в дальнейших расчетах будем рассматривать нанокристаллы, выращенные из кубической модификации CdSe [7] и использовать следующие материальные параметры: $m_c^{(\alpha)} = 0.11m_0$, $m_v^{(\alpha)} = 1.14m_0$, $E_g^{(\alpha)}(300\text{K}) = 1.736$ эВ, $P = 1.48 \times 10^{-19}$ см³ г с⁻², $\varepsilon_\alpha = 5.8$. В качестве матрицы выберем SiO₂ с высокочастотной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_M = 2.13$ [8]. Эффективная диэлектрическая проницаемость в этом случае равна $\varepsilon = 5.28$, радиус донора $R_D = 2$ нм, радиус акцептора $R_A = 2.86$ нм подобран так, что в резонанс с переходом $Dc\{1, 0, 0\} \rightarrow Dv\{1, 0, 0\}$ попадает переход $Av\{1, 1, 0\} \rightarrow Ac\{1, 1, 0\}$.

Релаксационные параметры, характеризующие взаимодействие донора и акцептора с термостатом, равны $\bar{\gamma}_{0A,1A} = \bar{\gamma}_{0A,2A} = \bar{\gamma}_{1A,2A} = \gamma_{cv}(T)$, $\zeta_{0D,1D} = 10^8$ с⁻¹, $\bar{\gamma}_{0D,1D} = \gamma_{cv}(T)$, $\zeta_{0A,1A} = \zeta_{0A,2A} = 10^8$ с⁻¹. Далее будут рассматриваться зависимости дифференциальных

сечений люминесценции от полной скорости релаксации акцептора $\gamma_{2A,2A}^{(0)}$, поэтому параметр $\zeta_{1A,2A}$ выражается через нее: $\zeta_{1A,2A} = \gamma_{2A,2A}^{(0)} - \zeta_{0A,1A}$. Остальные релаксационные параметры определяются следующими выражениями

$$\gamma_{ia,ia}^{(0)} = \sum_{j < i} \zeta_{jaia}, = \gamma_{ia,ka}^{(0)} (\gamma_{ia,ia}^{(0)} + \gamma_{ka,ka}^{(0)}) / 2 + \bar{\gamma}_{ia,ka},$$

$$\gamma_{ia,ia} = \gamma_{ia,ia}^{(0)} + \gamma_{DA}, \quad \gamma_{ia,k\bar{a}} = (\gamma_{ia,ia}^{(0)} + \gamma_{ka,ka}^{(0)}) / 2 + \bar{\gamma}_{ia,ka}.$$

В качестве функции скорости дефазировки межзонных переходов от температуры использовалось выражение, полученное путем аппроксимации экспериментальных данных [9, 10]

$$\gamma_{cv}(T) = 7.7 \times 10^7 + 1.5 \times 10^{10} T + 2.3 \times 10^{13} \bar{n}_{LO}(T),$$

где $\bar{n}_{LO}(T) = 1 / [\exp(\hbar\omega_{LO} / k_B T) - 1]$; ω_{LO} – частота продольного оптического фонона в доноре или акцепторе; k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

На рис. 2 изображены зависимости высоты пиков дифференциальных сечений фотолюминесценции при различных температурах и значениях скорости внутризонной релаксации. Сплошными линиями показаны графики, рассчитанные с учетом обмена энергией между донором и акцептором, а пунктиром – с учетом переноса энергии.

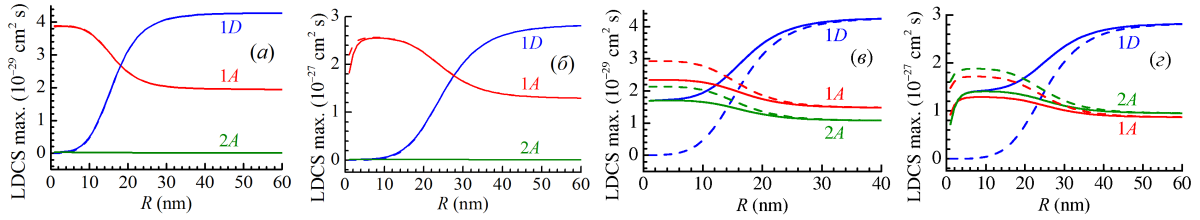


Рис. 2. Зависимости максимумов дифференциальных сечений люминесценции от расстояния между поверхностями квантовых точек $R = r - R_D - R_A$ в случае дипольно-разрешенного перехода в акцепторе. Переход

$$Dc\{1,0,0\}, Av\{1,1,0\} \rightarrow Dv\{1,0,0\}, Ac\{1,1,0\}.$$

$$(a) T = 300 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}, (б) T = 30 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}, (в) T = 300 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}, (г) T = 30 \text{ К},$$

$$\gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$$

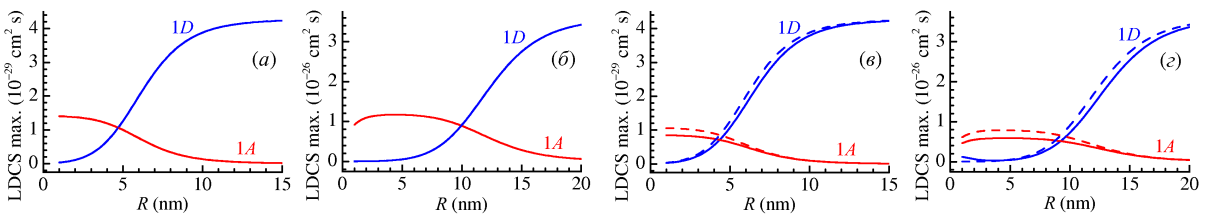


Рис. 3. Зависимости максимумов дифференциальных сечений люминесценции от расстояния между поверхностями квантовых точек в случае дипольно-запрещенного перехода в акцепторе. Переход $Dc\{1,0,0\}, Av\{1,1,0\} \rightarrow Dv\{1,1,0\}, Ac\{1,2,0\}$.

$$(a) T = 300 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}, (б) T = 30 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}, (в) T = 300 \text{ К},$$

$$\gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}, (г) T = 30 \text{ К}, \gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$$

Как и следовало ожидать, при комнатной температуре и высокой скорости внутризонной релаксации обратный перенос энергии практически отсутствует, и эти зависимости совпадают (рис. 2а). Однако они начинают вести себя по-разному на малых расстояниях при снижении температуры, т.е. при уменьшении чистой дефазировки (рис. 2б). Очевидно, что при малых скоростях внутризонной релаксации (рис. 2в и г) физически корректный результат получается только при вычислениях с

учетом обратного переноса энергии, поскольку благодаря обратным процессам происходит выравнивание населенностей возбужденных состояний донора и акцептора. Снижение пика дифференциального сечения фотолюминесценции на малых межточечных расстояниях обусловлено тем, что безызлучательный перенос энергии вносит существенный вклад в дефазировку переходов $|0\rangle_D \leftrightarrow |1\rangle_D$ и $|2\rangle_A \leftrightarrow |0\rangle_A$. Это приводит к снижению интенсивности люминесценции не только на резонансной, но и на всех остальных частотах. Если же резонансно возбуждаемый переход акцептора запрещен в дипольном приближении, то вклад обратного переноса энергии в дефазировку перехода не будет оказывать существенного влияния на фотолюминесценцию (рис. 3).

Рассмотрим зависимости дифференциальных сечений, проинтегрированных по частоте, от релаксации населенности акцептора $\gamma_{2A,2A}^{(0)}$ и от температуры. В результате интегрирования выражений (1)–(3) по ω_R получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_D}{d\Theta} &= C(\omega_{1D}) |V_{0D,1D}^{(R)}|^2 L_{DA} \pi \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{2\gamma_{2A,2A} \bar{\gamma}_{1D,0D} + \gamma_{DA}^2}{2(\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2)} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA} \gamma_{2A,0A}}{\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2} \right\} \\ \frac{d\sigma_A}{d\Theta} &= C(\omega_{1A}) |V_{0A,1A}^{(R)}|^2 \frac{\zeta_{1A,2A} L_{DA} \pi}{\gamma_{1A,1A}^{(0)}} \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA} \gamma_{1D,0D}}{\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{1D,1D} \gamma_{2A,0A}}{\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2} \right\} \\ &+ C(\omega_{2A}) |V_{0A,2A}^{(R)}|^2 L_{DA} \pi \left\{ |V_{1D,0D}^{(L)}|^2 \frac{\gamma_{DA} \gamma_{1D,0D}}{\gamma_{1D,0D}^2 + \Delta_{1D,L}^2} + |V_{2A,0A}^{(L)}|^2 \frac{2\gamma_{1D,1D} \bar{\gamma}_{2A,0A} + \gamma_{DA}^2}{2(\gamma_{2A,0A}^2 + \Delta_{2A,L}^2)} \right\} \end{aligned}$$

Из рис. 4 видно, что в режиме некогерентного обмена энергией происходит выравнивание интенсивностей люминесценции, а, следовательно, и населенностей возбужденных состояний донора и акцептора.

Графики зависимости сечений от температуры, рассчитанные с учетом обратного переноса энергии (рис. 5) также имеют удовлетворительную физическую интерпретацию. При понижении температуры до определенного предела (в данном случае, до $T \approx 70$ К) доминируют некогерентные процессы. Если температура становится такой, что $\Omega \geq \Gamma_{DA}$ некогерентные осцилляции начинают уступать когерентным. В окрестности частоты перехода ω_{1D} появятся спектральные особенности, обусловленные снятием вырождения резонансным взаимодействием, т.е. дублет на фоне быстро затухающего при дальнейшем понижении температуры лоренциана.

4. Заключение

Исследована стационарная фотолюминесценция системы двух квантовых точек, взаимодействующих в некогерентном режиме. Показано, что при низких температурах и малых скоростях внутризонной релаксации учет обратных процессов переноса энергии приводит к существенному изменению кинетики населенностей. Получены аналитические выражения для дифференциальных сечений фотолюминесценции. Проанализированы их зависимости от межточечного расстояния и релаксационных параметров, влияющих на скорость переноса энергии. Показано, что разработанное приближение адекватно описывает кинетику населенности состояний системы в некогерентном режиме взаимодействия.

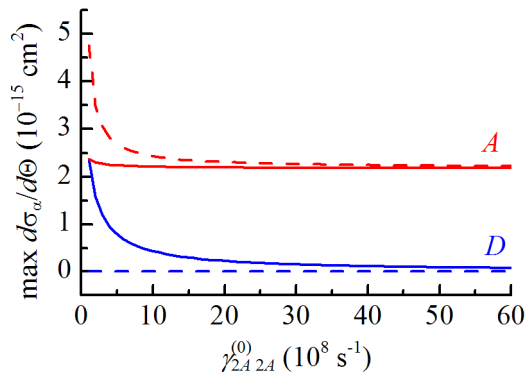


Рис. 4. Зависимости $d\sigma_\alpha/d\Theta$ от скорости внутризонной релаксации акцептора. Сплошные линии — зависимость с учетом обратного переноса энергии, пунктирные линии — без учета обратного переноса. Расстояние между поверхностями квантовых точек $R = 1$ нм, $T = 300$ К, дипольно-разрешенный переход

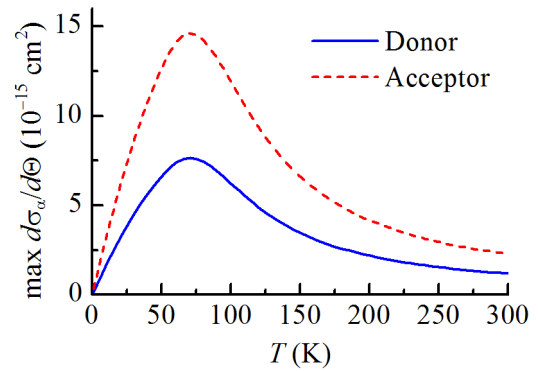


Рис. 5. Зависимости $d\sigma_\alpha/d\Theta$ от температуры. $R = 1$ нм, $\gamma_{1D,1D}^{(0)} = 10^8$ с⁻¹, $\gamma_{2A,2A}^{(0)} = 3 \times 10^8$ с⁻¹

Литература

1. D.M. Willard and A. van Orden, Nature Materials 2. – 575 (2003).
2. S. Lu and A. Madhukar, Nano Letters 7. – 3443 (2007).
3. S. Noda, Science 314. – 260 (2006).
4. B.W. Lovett, J. H. Reina, A. Nazir and G.A.D. Briggs, Phys. Rev. B 68. – 205319 (2003).
5. S.Yu. Kruchinin, A.V. Fedorov, A.V. Baranov, T.S. Perova, and K. Berwick, Phys. Rev. B 78. – 125311 (2008).
6. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – 2-е изд. – М.: Наука. – 1978.
7. D.J. Morris and M.G. Bawendi, Phys. Rev. – B 53. – 16338 (1995).
8. World Wide Web page: <http://www.siliconfareast.com/sio2si3n4.htm>
9. A.A. Salman, A. Tortschanoff, M. B. Mohamed, D. Tonti, F. van Mourik and M. Chergui, Appl. Phys. Lett. 90. – 093104 (2007).
10. F. Gindele, K. Hild, W. Langbein and U. Woggon, J. Lumin. 87–89. – 381 (2000).

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ОБЪЁМА И ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НАНОЧАСТИЦ В ПРОЦЕССЕ РОСТА ОСТРОВКОВОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКИ

А.Е. Логунов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., с.н.с. Т.А. Варганян

Оптическая анизотропия ансамблей наночастиц серебра на прозрачной диэлектрической подложке исследована методом флуктуационно-поляризационной микроскопии. Метод основан на измерении флуктуаций оптических характеристик малых участков плёнки. По изменению соотношения между компонентами измеряемого сигнала прослежена динамика роста наночастиц серебра, то есть определять средний объём и форму наночастиц, как функцию толщины плёнки.

Ключевые слова: металлические наночастицы, анизотропия, микроскопия, флуктуации

Введение

Исследование структуры островковых плёнок сопряжено с рядом сложных технических проблем. Разработанные к настоящему времени методы их исследования весьма трудоемки и сопровождаются либо уничтожением объекта исследования (электронная микроскопия), либо требуют непосредственного объединения напылительной камеры и измерительного оборудования (атомно-силовая микроскопия). Кроме того, оба эти высокоразрешающих метода дают информацию лишь о малых площадях пленки (порядка 1 мкм^2), а полученные данные требуют дополнительной обработки. Для решения указанных проблем был предложен и реализован оптический метод бесконтактного определения параметров структуры плёнок, названный нами флуктуационно-поляризационной микроскопией.

Возможность определения таких характеристик островковой металлической плёнки, как средняя плотность и средний размер наночастиц, была продемонстрирована ранее в работе [1]. Эти характеристики были получены при измерении флуктуаций интенсивности рассеянного и поглощённого света при сканировании сфокусированного луча по плёнке. Флуктуации определялись двумя характеристиками: числом островков, попадающих в луч, и их сечениями рассеяния и поглощения – величинами, определяемыми размерами островков. Для случая расположения островков на поверхности подложки случайным образом, была продемонстрирована возможность определить эти параметры, а также распределение островков по размерам из измерений флуктуаций интенсивностей отражённого и поглощённого света, а также их коррелятора.

В работе [2] проведено усовершенствование метода флуктуационной микроскопии за счёт вращения вектора поляризации сфокусированного лазерного излучения при его одновременном сканировании по поверхности исследуемого образца. В такой модификации метода флуктуации рассеянного и поглощённого излучения будут определяться, дополнительно к указанным параметрам, оптической анизотропией островков, связанной с их формами.

В настоящей работе метод флуктуационно-поляризационной микроскопии применён для исследования структуры островковой плёнки серебра на поверхности прозрачного диэлектрика. Островковые серебряные плёнки создавались посредством конденсации на холодной подложке паров серебра, полученных за счёт нагреванием капли металла. Спектры экстинкции плёнки снимались на спектрофотометре СФ-56.

Основы флуктуационно-поляризационной микроскопии

Поглощение в островковой плёнке сфокусированного на ней луча поляризованного света определяется концентрацией островков в пятне фокуса и параметрами, оказавшихся там островков. При перемещении по плёнке пятна в нём сменяются наборы островков и, поэтому будет меняться поглощение. Эти изменения неизбежны и в однородной плёнке из-за дискретности её строения. Величина относительных флуктуаций поглощения растёт с уменьшением концентрации островков в пятне (их числа там) и степени разброса параметров островков, в частности, их оптической анизотропии. Следовательно, поглощение света в плёнках, состоящих из некруглых островков, флуктуации поглощения должны зависеть от характера поляризации луча. Определим эти зависимости при выполнении ряда условий.

Пусть в фокальном пятне линейно поляризованного лазерного излучения, с напряжённостью поля равной E и частотой вращения поляризации ω , находятся $N \gg 1$ частиц. Поглощение света j -той частицей (рис. 1), сечения поглощения которой в двух взаимоперпендикулярных направлениях равны σ_1 и σ_2 , определяется выражением:

$$a_j = \sigma_1 E_1^2 + \sigma_2 E_2^2 = E^2 [\sigma_1 \sin^2(\alpha_j - \varphi) + \sigma_2 \cos^2(\alpha_j - \varphi)] = I_j [o_j + \sigma_j \cos 2(\alpha_j - \varphi)],$$

где $\varphi = \omega t$ – угол поворота поляризации, $o_j = (\sigma_1 + \sigma_2)$ и $\sigma_j = \sigma_1 - \sigma_2$.

Поглощение же всеми частицами:

$$A(\varphi) = \sum_j I_j [o_j + \sigma_j \cos 2(\alpha_j - \varphi)] = A_0 + A_2 e^{i2\varphi} + \text{к.с.}$$

Анизотропная составляющая поглощения осциллирует на частоте 2ω , а изотропная – постоянна. При этом их амплитуды несоизмеримы. Среднее значение изотропного вклада $\sim N$ и отклонения от него $\sim \pm N^{1/2}$. Среднее значение анизотропного вклада равняется нулю. Среднее отклонение от него $\sim \pm N^{1/2}$, что и характеризует величину A_2 .

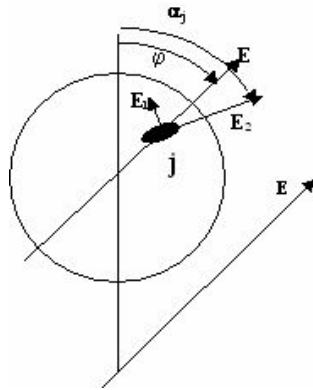


Рис. 1. Схематическое изображение наночастицы на поверхности подложки

Если число частиц оставалось бы в пятне неизменным, то вариации их ориентации в пятне вызывали бы 100%-ные изменения сигнала на частоте 2ω . Изменение числа частиц в пятне меняло бы амплитуду этого сигнала на величину $(N \pm N^{1/2})^{1/2} - (\pm)N^{1/2} = \pm 1/2 \ll N^{1/2}$ – самой амплитуды. Поэтому в анизотропной составляющей можно не учитывать вклад флуктуаций числа частиц, попадающих в пятно и поглощающих излучение.

Если в неподвижном круглом пятне вращать поляризацию с угловой скоростью ω , то поглощение будет модулировано на частоте 2ω . И если при этом центр пятна движется по образцу со скоростью v , то вместе с этим будет проявляться модуляция поглощения на частотах порядка v/d (где d – диаметр пятна) обусловленная движением пятна и изменением в нём числа островков. Масштаб этих флуктуаций будет $\sim N^{1/2}$ – таким же, как и на частоте 2ω .

Реализация предложенного принципа двойной модуляции поглощения позволяет определить сразу относительную среднюю асимметрию частиц островков по отношению интенсивности сигнала на частоте 2ω к интенсивности сигнала на частоте вращения луча по поверхности кюветы. Так как интенсивности обоих сигналов $\sim N^{1/2}$, то в их отношении исчезает зависимость от N , и остаются лишь параметры, характеризующие изотропную и анизотропную составляющие поглощения.

При изменении положения пятна света на плёнке в нём оказываются разные частицы и поэтому поглощение света флуктуирует. Выбором соответствующих частот вращения удаётся разделить флуктуации поглощения разных гармоник модуляции. Флуктуации поглощения на частотах, связанных с движением луча по пленке, порождаются преимущественно флуктуациями изотропного поглощения, характеризуемого величиной $V_0 = [\langle (A_0 - \langle A_0 \rangle)^2 \rangle]^{1/2}$.

Флуктуации поглощения на гармониках модуляции вращения вектора поляризации лазерного излучения обусловлены анизотропией частиц и характеризуются величиной $V_2 = \langle A_2^2 \rangle^{1/2}$.

В предположении отсутствия корреляции между характеристиками разных частиц и их числом в пятне, вычисление первой – даёт $V_0 = [N \langle \sigma^2 \rangle]^{1/2}$, и для второй – получается $V_2 = [N \langle \sigma^2 \rangle]^{1/2}$, где N – среднее число поглощающих частиц. Отношение

$V_0 / V_2 = [\langle \sigma^2 \rangle / \langle \sigma^2 \rangle]^{1/2} = [\langle (\sigma_1 + \sigma_2)^2 \rangle / \langle (\sigma_1 - \sigma_2)^2 \rangle]^{1/2}$ не зависит от N . После преобразований данное выражение можно упростить и получить, что $V_0 / V_2 = (1 + \langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle) / (1 - \langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle)$.

В эксперименте измерялись интенсивности флуктуирующих сигналов гармоник, прошедших поглотитель. Эта величина пропорциональна интенсивности I_k падающей на поглотитель k -той гармоники. Поэтому измеряемой величиной является $G = I_0 V_0 / I_2 V_2$, из которой определяется асимметрия поглощения частиц

$$\langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle = (G - 1) / (G + 1).$$

Следует отметить, что принятые допущения в отношении статистики параметров островков в плёнке оправданы при их малой концентрации, т.е. когда среднее расстояние между островками намного больше их размера (для тонких плёнок), а также при произвольной ориентации островков в фокальном пятне. Поглощение света такими плёнками мало и поэтому затруднена регистрация флуктуаций поглощения.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Основные сведения о структуре островковых металлических пленок даёт линейная оптическая спектроскопия. Как известно, оптические свойства металлических наночастиц определяются локализованными плазмонными резонансами. Собственные частоты поверхностных плазмонов наночастиц, размеры которых много меньше длины волны, не зависят от их размера, а определяются главным образом их формой.

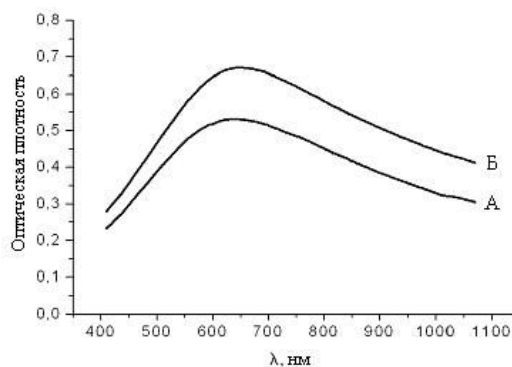


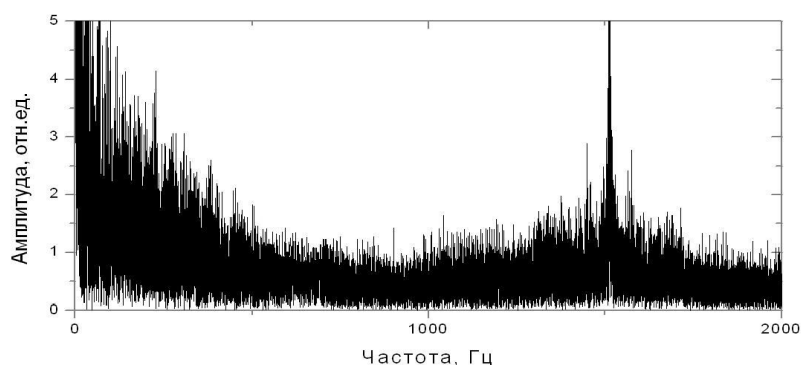
Рис. 2. Спектры экстинкции островковых пленок серебра разной толщины на кварце

Типичные спектры экстинкции островковой плёнки серебра на кварце представлен на рис. 2. На рисунке буквами А и Б соответственно отмечены тонкая и более толстая плёнки серебра. Большие ширины спектров плазмонных колебаний наночастиц серебра свидетельствует о значительном непрерывном наборе частиц различной формы и размеров в исследуемых пленках [3]. Автор полагает, что длинноволновый и коротковолновый края этих широких пиков плазмонных колебаний определяются колебаниями электронов соответственно вдоль длинной и коротких осей частиц эллипсоидальной формы.

В работе исследовалась эволюция каждой из компонент сигнала (флуктуаций изотропного и анизотропного поглощения) при изменении толщины островковой плёнки серебра. Было обнаружено, что с увеличением размеров серебряных островков наблюдаются неодинаковые темпы роста указанных компонент сигнала.

Экстинкция плёнок А и Б (см. рис. 2) на длине волны 440 нм увеличилась всего в 1.2 раза, в то время как Фурье спектры сигналов для этих плёнок существенно отличны. Результаты измерений отображены на рис. 3А и Б соответственно. Сигналы флуктуаций изотропного поглощения в «тонкой» А и «толстой» Б плёнке получились 3.5 и 7 в относительных единицах соответственно. При этом различие флуктуаций анизотропного поглощения больше, и оно выражается числами 1.5 и 5.

А



Б

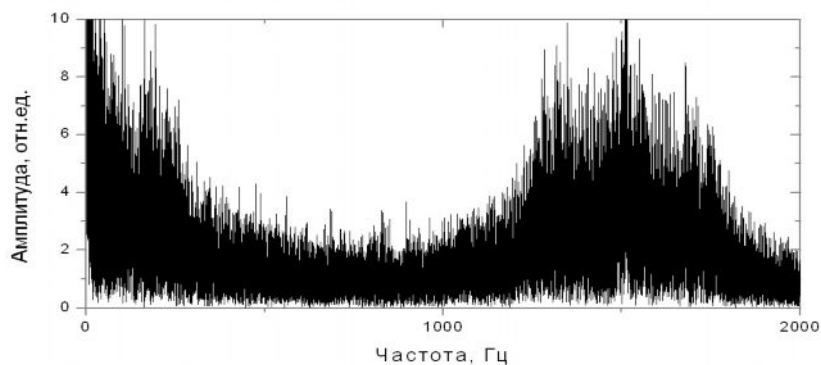


Рис. 3. Фурье спектры флуктуационных сигналов поглощения пленок серебра

В наших прошлых исследованиях [4] было установлено, что при утолщении плёнки концентрация островков в ней меняется мало. Поэтому, малое изменение среднего поглощения в обсуждаемом случае определяется небольшим увеличением

среднего сечения – размера островков. При этом, в процессе утолщения плёнки, вместе с увеличением размера наночастиц возможно значительное уширение распределения сечения поглощения островков (увеличение дисперсии сечения). Характер укрупнения проявляется в опережающем увеличении сигнала флуктуаций анизотропии поглощения. Иными словами, по мере роста толщины пленки локальные флуктуации числа и объема частиц уменьшаются, а флуктуации оптической анизотропии наночастиц увеличиваются. Именно, то, что с ростом островков, флуктуации анизотропии поглощения растут быстрее, чем флуктуации изотропного поглощения, указывает на усложнение их формы, что естественно согласуется с выводом об увеличении разброса сечения изотропного поглощения при незначительном изменении среднего сечения. Таким образом, полученный результат свидетельствует о естественном явлении усложнении морфологии островковых плёнок по мере их утолщения.

Литература

1. Бонч-Бруевнч А.М., Варганиян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Оптический метод измерения структурных параметров островковых плёнок // Опт. спектр. – 2000. – Т. 89. – С. 438–443.
2. Варганиян Т.А., Леонов Н.Б., Логунов А.Е., Папко А.В., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Флуктуации оптической локальной анизотропии островковых плёнок // Опт. спектр. – 2008. – Т. 104. – № 6. – С. 964–967.
3. Гапоненко С.В., Розанов Н.Н., Ивченко Е.Л., Фёдоров А.В., Бонч-Бруевич А.М., Варганиян Т.А., Пржибельский С.Г. Оптика наноструктур. – СПб: Недра, 2005. – 325 с.
4. Бонч-Бруевнч А.М., Варганиян Т.А., Леонов Н.Б., Пржибельский С.Г., Хромов В.В. Сравнительное исследование действия тепла и оптического излучения на структуру островковых металлических плёнок методом оптической флуктуационной микроскопии // Опт. спектр. – 2001. – Т. 91. – № 5. – С. 848–854.

СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПРОЗРАЧНОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ ЭРБИЯ

В.А. Асеев, А.В. Клементьева

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Н.В. Никоноров

Проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств прозрачной наностеклокерамики, активированной ионами эрбия. Показано, что термообработка свинцовофторосиликатного стекла приводит к образованию наноразмерной (16–40 нм) кристаллической фазы. На основании рентгенофазных исследований и измерения спектрально-люминесцентных свойств установлено, что ионы эрбия входят в кристаллическую фазу.

Ключевые слова: наностеклокерамика, активированная наностеклокерамика, активированный эрбием материал

Введение

Наблюдаемый в настоящее время рост физического объема и трафика всемирной коммуникационной сети обуславливает необходимость быстрого развития оптических технологий передачи и обработки информации в системах со спектральным уплотнением каналов. Одними из образующих компонентов таких систем являются волоконные усилители. Растущие потребности в пропускной способности коммуникационных систем заставляют разработчиков обратить внимание на широкополосные волоконные усилители (ширина спектрального диапазона 70–100 нм). Для получения широких контуров усиления авторами предложено использовать прозрачную стеклокерамику, в которой активатор находится во фторидной кристаллической фазе, имеющей низкую энергию фононов [1].

Стеклокерамика – это материал, в котором наряду с кристаллической фазой присутствует стеклофаза. Стеклокерамики имеют более высокие механические, термические и активные характеристики по сравнению со стеклами. Кроме того, стеклокерамические материалы позволяют использовать технологию вытяжки оптического волокна, что невозможно для кристаллов. Таким образом, прозрачную стеклокерамику, состоящую из стеклянной матрицы и включенных в нее наноразмерных кристаллических частиц можно рассматривать как материал, который объединяет в себе положительные свойства двух сред. Прозрачная стеклокерамика, содержащая редкоземельные ионы или ионы переходных металлов, может использоваться для изготовления волоконных волноводов, работающих в ближней ИК-области [2–11]. Наибольший интерес вызывают наностеклокерамики, в которых в качестве кристаллической фазы выступают фторидные кристаллы. Это связано с тем, что они характеризуются узким фоннным спектром, высоким квантовым выходом люминесценции и большими временами жизни метастабильных состояний, они известны, как перспективные активные среды для получения генерации в ИК-области.

Объект исследования и методика эксперимента

В работе были синтезированы образцы стеклокерамики свинцовофторосиликатной системы $30\text{SiO}_2\text{-}18\text{PbF}_2\text{-}15\text{Al}_2\text{O}_3\text{-}5\text{ZnF}_2\text{-}29\text{CdF}_2\text{-}3\text{YF}_3$, активированной ErF_3 . Концентрация ErF_3 изменялась в диапазоне от 0,1 мол%, до 3,0 мол%. Введение фторида эрбия производилось за счет замещения фторида иттрия.

Характеристические температуры были определены на основании данных дифференциального термического анализа (ДТА). Измерения ДТА проводили на

дериватографе типа PAULIK-1500 фирмы «ММ» (Венгрия). Результаты приведены на рис. 1.

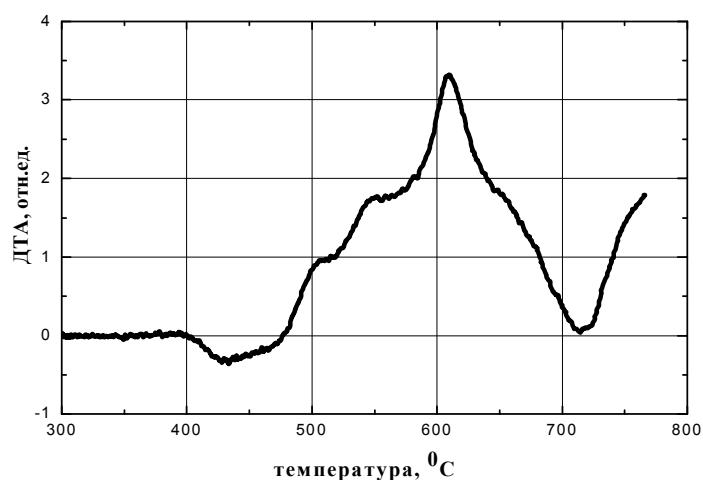


Рис. 1. Данные ДТА анализа

Температура стеклования составила $T_g=430^\circ\text{C}$. Температура вторичной термообработки ($T=475^\circ\text{C}$) была выбрана в начале первого пика кристаллизации, который соответствовал выделению первой кристаллической фазы фторидов свинца.

Образование нанокристаллов фторида свинца и переход ионов эрбия в кристаллическую фазу достигалась с помощью вторичной термообработки стекла. Главная задача такой обработки – создать относительно большую объемную долю наноразмерных кристаллов. Температура вторичной термообработки составляла 475°C , и время 2–10 часов. Для определения состава и размеров кристаллической фазы проводился рентгенофазовый анализ образцов.

Комплексные спектрально-люминесцентные исследования включали в себя определение следующих характеристик сечения поглощения из основного состояния, сечения вынужденного излучения, время затухания люминесценции ионов эрбия для перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ (1535 нм) и квантовый выход люминесценции ионов Er^{3+} .

Результаты и обсуждение

Ранее было установлено, что термообработка при температуре 475°C исходного стекла, не содержащего эрбий, не приводит к образованию кристаллической фазы [1]. Введение же эрбия качественно меняет характер кристаллизации стекла. В этом случае ионы эрбия выполняют роль центров нуклеации. По данным рентгенофазового анализа кристаллическая фаза представляет собой соединение состава PbYOF_3 . Рентгенофазовый анализ также показал, что, для всех отмеченных концентраций ErF_3 размер элементарной ячейки кристаллов одинаков и составляет 5.75 Å. Таким образом, в результате вторичной термообработки стекла вырастает одна и та же кристаллическая фаза, которая не зависит от концентрации активатора.

Размер кристаллической фазы зависит от температуры и времени термообработки. На рис. 2 показана зависимость размера нанокристаллов от времени термообработки, построенная по данным рентгенофазового анализа. Эта зависимость построена для концентрации $\text{ErF}_3 = 1.5$ мол%.

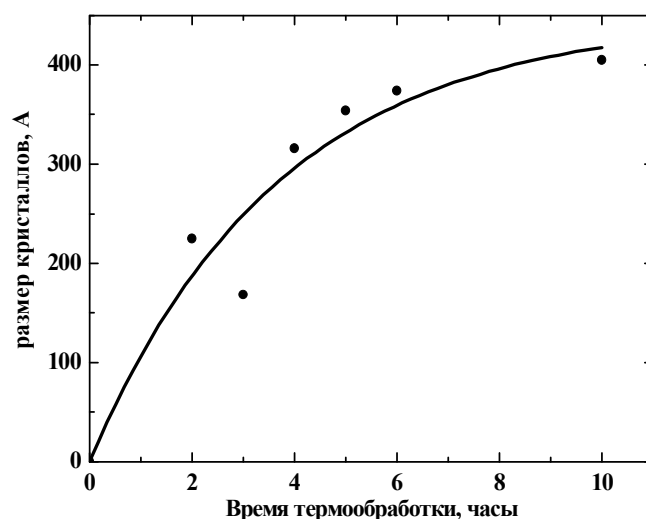


Рис. 2. Зависимость размеров кристаллов от времени температурной обработки при $T=475^{\circ}\text{C}$

Увеличение времени термообработки ведет к увеличению размеров нанокристаллов. Так при 2 часовой термообработке размер кристаллов составлял ~ 160 А, а при 10 часовой ~ 400 А. Дальнейшее увеличение времени термообработки не приводит к заметному увеличению размеров нанокристаллической фазы.

Ранее авторами было показано, что термообработка активированного эрбием исходного стекла приводит к росту оптической плотности в коротковолновой области спектра, что обусловлено светорассеянием на границе нанокристаллической фазы и стеклофазы, и практически не изменяет ее в ИК диапазоне [1]. Кроме того, при длительных временах термообработки (6 часов) в контуре полосы поглощения, соответствующей переходу ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ иона эрбия, наблюдается появление дополнительных штарковских полос и изменение соотношений их интенсивностей, характерное для кристаллической структуры.

На рис. 3 приведены нормированные по максимуму спектры люминесценции для исходного образца и двух наностеклокерамик, обработанных в течение 3 и 6 часов. Термообработка приводит к увеличению ширины спектра на полувысоте.

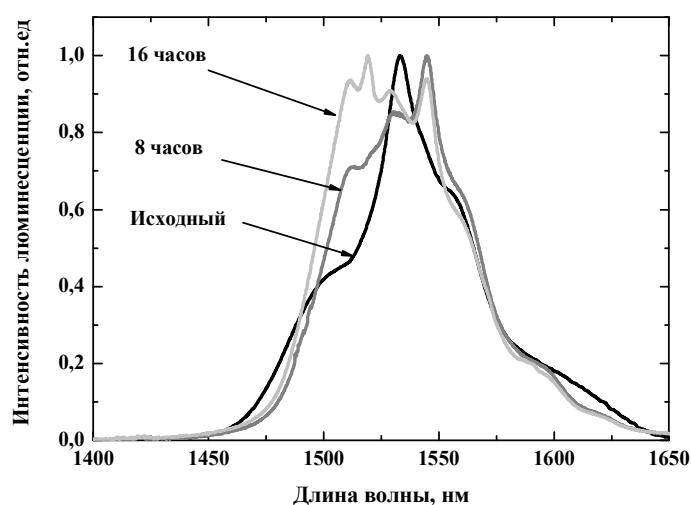


Рис. 3. Спектры люминесценции для исходного стекла, содержащего 1 мол% ErF_3 , Температура обработки $T=475^{\circ}\text{C}$. Спектры нормированы по максимуму

Так, полуширина спектра люминесценции ионов эрбия в исходном образце составляет 51 нм, в термообработанном – 69 нм. Уширение спектров может быть вызвано изменением окружения эрбия, т.е. часть ионов эрбия переходит в кристаллическую фазу и имеет окружение фторидов свинца, а остальная часть ионов эрбия остается в стеклообразной матрице, представляющей оксиды и фториды металлов. При больших временах термообработки (более 8 ч) доля эрбия, находящаяся в кристаллической фазе и в свинцовофторидном окружении увеличивается. Это приводит к проявлению штарковской структуры в спектрах люминесценции, характерной для кристаллов.

На рис. 4 показаны нормированные по максимуму спектры люминесценции образцов с разной концентрацией эрбия, подвергнутых одинаковой термообработке (3 часа).

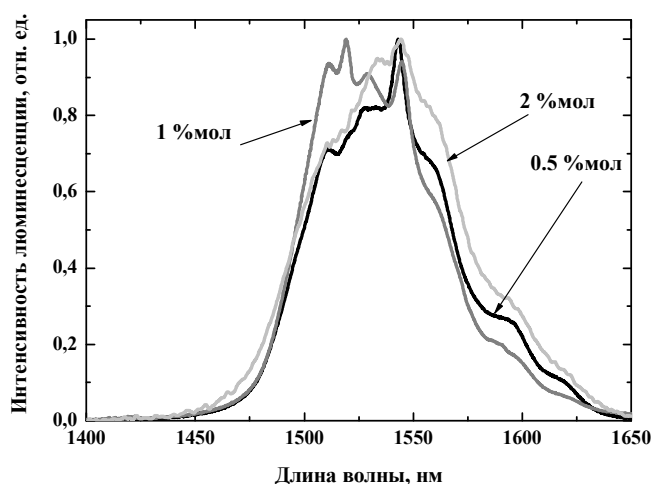


Рис. 4. Влияние концентрации ионов эрбия на спектр люминесценции термообработанного образца (время обработки – 16 часов)

Образец с концентрациями (0,5 и 1 мол.%) имеют наиболее выраженную штарковскую структуру в спектре люминесценции, характерную для спектров кристаллов. В спектре люминесценции для образца с высокой концентрацией (2 мол.%) штарковская структура практически не просматривается, и спектр похож на спектр стекла.

В ходе работы были измерены кинетики затухания люминесценции для основного лазерного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$.

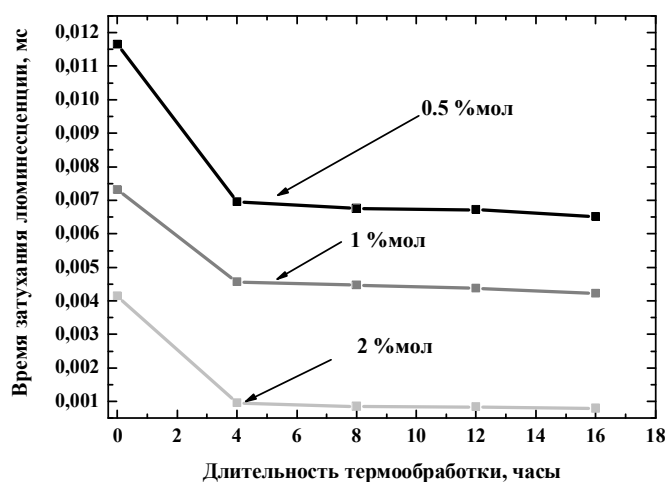


Рис. 5. Зависимость времени жизни от времени термообработки

Установлено, что термообработка приводит к снижению времени жизни люминесценции для всех концентраций (рис. 5). Этот факт может быть связан с изменением симметрии центра и структуры его окружения при переходе из стеклофазы в кристаллическую. Подробное объяснение этого эффекта требует дальнейших исследований. Дальнейшее увеличение времени термообработки практически не приводит к изменению времени жизни люминесценции. На рис. 6 показана зависимость времени жизни люминесценции термообработанного образца от концентрации ионов эрбия.

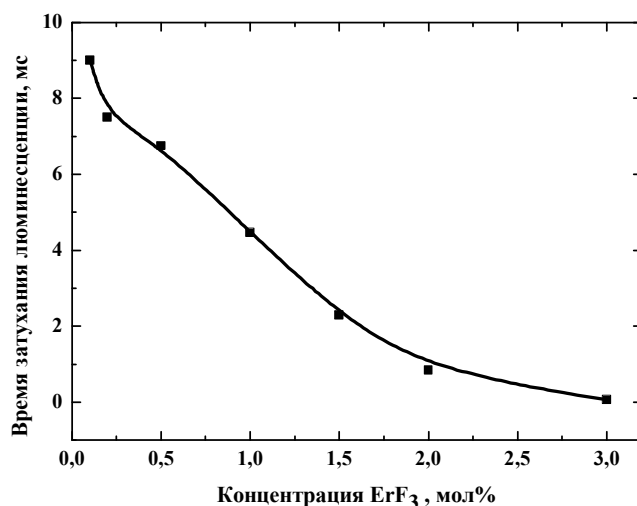


Рис. 6. Зависимость времени жизни от концентрации эрбия (время термообработки $t=12$ часов, $T=475^{\circ}\text{C}$)

Уменьшение времени жизни люминесценции при увеличении концентрации носит нелинейный характер. Это обусловлено тем, что в тушение люминесценции помимо концентрационного тушения вносит свой вклад и нелинейное ап-конверсионное тушение.

По методу МакКамбера были рассчитаны сечения поглощения и вынужденного излучения (рис. 7) для исходного и термообработанного образца.

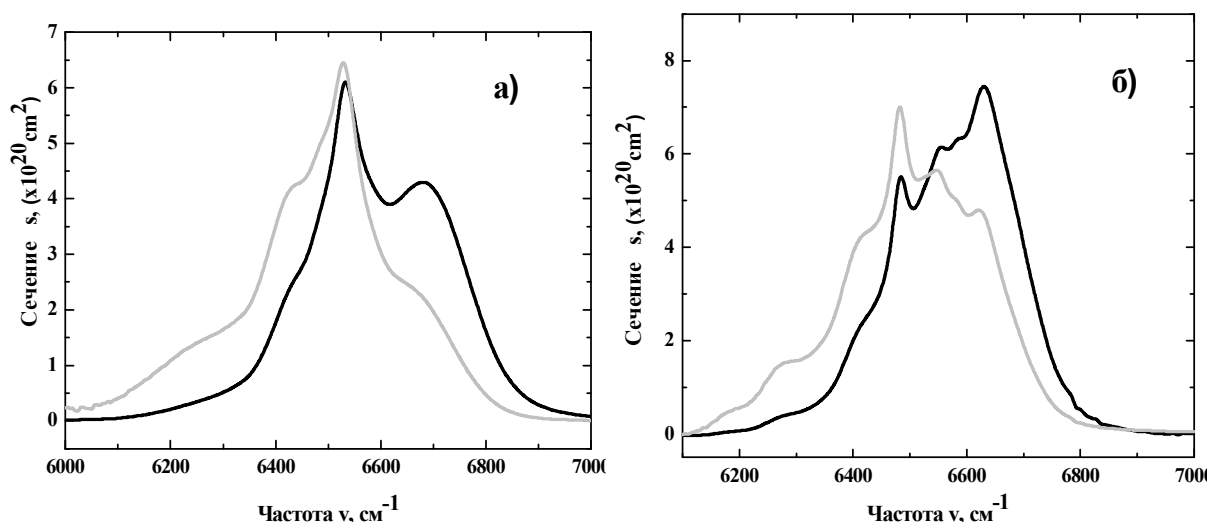


Рис. 7. Сечения поглощения и вынужденного излучения для исходного (а) и термообработанного (б) образца (время обработки – 16 часов). Концентрация ErF₃ – 1 мол.%

Видно, что термообработка существенно изменяет форму контуров сечений поглощения и вынужденного излучения, а также увеличивает их интегральные

значения. Так, после термообработки значение интегрального сечения поглощения увеличилось на $0.15 \cdot 10^{-17}$ см (с $1.74 \cdot 10^{-17}$ см до $1.89 \cdot 10^{-17}$ см), а интегрального сечения излучения на $0.1 \cdot 10^{-17}$ см (с $1.79 \cdot 10^{-17}$ см до $1.89 \cdot 10^{-17}$ см). Максимумы сечений поглощения и вынужденного излучения для термообработанного образца смещены на ~ 34 нм для исходного образца это смещение не превышает 3 нм.

Выводы

Проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств прозрачной наностеклокерамики, активированной ионами эрбия. Показано, что термообработка свинцовофторосиликатного стекла приводит к образованию наноразмерной (16–40 нм) кристаллической фазы иттриевого оксифторида свинца. Исследована зависимость времени затухания люминесценции от термообработки: термообработка приводит к уменьшению времени жизни для всех взятых концентраций ионов эрбия. Установлено, что термообработка приводит как к смещению максимумов сечений поглощения и излучения, так и к увеличению их интегральных значений.

Работа выполнена в рамках совместного российско-белорусского гранта РФФИ №08-02-90036-Бел_а, а также тематического плана НИР СПбГУ ИТМО финансируемого Министерством образования и науки РФ.

Литература

1. Никоноров Н.В., Асеев В.А., Колобкова Е.В., Клементьева А.В., Голубков В.В. // Оптика и спектроскопия. – 2009. – 106. – 5. – С. 771–776.
2. Y.H. Wang, J. Ohwaki // Appl. Phys. Lett. – 1993. – 63. – 3268 p.
3. J. Mendez-Ramos, V. Lavin, I.R. Martin, U.R. Rodriguez-Mendoza, V.D. Rodriguez, A.D. Lozano-Gorrin, P. Nunez // J.Appl. Phys. – 2003. – 94. – 2295 p.
4. V.K. Tikhomirov, D. Furniss, A.B. Seddon, I.M. Reaney, M. Beggiora, M. Ferrari, M. Montagna, R. Rolli // Appl. Phys. Lett. – 2002. – 81. – 1937 p.
5. P.A. Tick, N.F. Borrelli, L.K. Cornelius, M.A. Newhouse // J.Appl. Phys. – 1995. – 78. – 6367 p.
6. Y. Kawamoto, R. Kanno, J. Qiu // J. Mater. Sci. – 1998. – 33. – 63 p.
7. M.A.P. Silva, V. Briois, M. Poulain, Y. Messaddeq, S.J.L. Ribeiro // J. Phys. Chem. Sol. – 2003. – 64. – №1. – 95 p.
8. M.J. Dejneka // J. Non-Cryst. Solids. – 1998. – 239. – №1–3. – 149 p.
9. H. Hayashi, S. Tanabe, T. Hanada // J. Appl. Phys. – 2001. – 89. – 1041 p.
10. M. Mortier, A. Monteville, G. Patriarche, G. Maze, F. Auzel // Opt. Mater. – 2001. – 16. – №1–2. – 255 p.
11. V.K. Tikhomirov, V.D. Rodriguez, J. Mendez-Ramos, P. Nunez, A.B. Seddon // Opt. Mater. – 2004. – 27. – PP. 543–547.
12. G. Dantelle et al. // J. of Solid State Chemistry. – 2006. – 179. – PP. 2003–2011.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВАЛЕНТНОГО СОСТОЯНИЯ CR В СТЕКЛЕ И СТЕКЛОКЕРАМИКЕ МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

С.Н. Жуков, В.М. Ситдигов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Н.В. Никоноров

В работе была разработана и создана установка для регистрации поляризованной люминесценции, обнаружена поляризованная люминесценция четырёхвалентного хрома в стёклах и стеклокерамике. Измерения проводились при температуре образцов 300 К и 77 К.

Ключевые слова: хром, поляризация, люминесценция, степень поляризации, стеклокерамика

Введение

В современных оптоволоконных линиях связи оптический усилитель – это необходимый компонент этих систем. Наибольшее распространения получили волоконные оптические усилители, активированные редкоземельными элементами. Но главный недостаток таких усилителей – ширина полосы вынужденного излучения. В тоже время все большее внимание уделяется разработке сверхширокополосных (с шириной полосы более 100 нм) волоконных оптических усилителей и перестраиваемых лазеров для ближнего ИК диапазона. В этих целях перспективным является использование в качестве ионов-активаторов ионов переходных элементов, например хрома, имеющих широкие полосы (100-300 нм) вынужденного излучения (рис. 1) в ближней ИК области света [1–2].

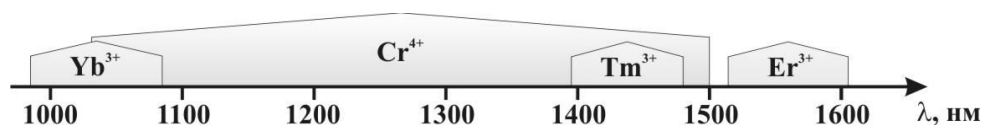


Рис. 1. Рабочие зоны различных ионов – активаторов

Кроме того, сечения вынужденного излучения для ионов переходных металлов в несколько раз превышают сечения для редкоземельных ионов, используемых в настоящее время в волоконных усилителях. В связи с этим важную прикладную и фундаментальную проблему представляет определение валентных и координационных состояний хрома в различных матрицах.

Цель работы

Целью данной работы было экспериментальное исследование поляризованной люминесценции ионов хрома в стеклах и наноразмерных стеклокерамиках при температуре жидкого азота (77 К). В работе была разработана и создана установка для регистрации поляризованной люминесценции, обнаружена поляризованная люминесценция четырёхвалентного хрома в стёклах и наностеклокерамике, которая, как было показано, позволяет определить валентное состояние переходных элементов в матрице.

Методика эксперимента

Поляризованная люминесценция

Анизотропия излучения и поглощения отдельного центра проявляет себя в эффекте поляризованной люминесценции. Поляризованная люминесценция состоит в анизотропии распределения электромагнитных колебаний в плоскости

перпендикулярной сигналу (рис. 2). Впервые поляризованная люминесценция исследовалась в кристаллах и органических соединениях П.П. Феофиловым [3].

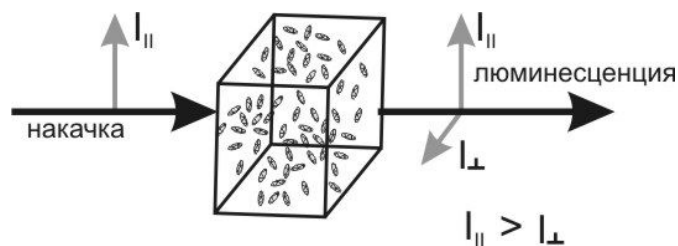


Рис. 2. Анизотропия излучения

В качестве основного экспериментального подхода применялось исследование поляризованной люминесценции, которая возникает при возбуждении линейно поляризованным светом. Так как оптические центры переходных элементов в неупорядоченных материалах не обладают симметрией, они испускают и поглощают свет анизотропно. Характер этой анизотропии существенно зависит от чётности числа оптических электронов (электронов на d оболочке для переходных элементов). Ввиду отсутствия симметрии вырождение энергетических уровней снимается максимально возможным образом. В случае чётного числа оптических электронов вырождение снимается полностью, анизотропия поглощения, или испускания света между любой парой уровней максимальна и соответствует линейному диполю. Такие ионы принято называть «некрамерсовыми». В случае нечётного числа оптических электронов у несимметричного оптического центра уровни дважды вырождены (образуют т.н. «крамерсовы дуплеты»), анизотропия поглощения, или испускания света описывается в общем случае трёхосным эллипсоидом и может, в частности, отсутствовать. Ионы с нечётным числом оптических электронов принято называть «крамерсовыми». Поэтому эффекты поляризованной люминесценции для некрамерсовых ионов гораздо больше, чем для крамерсовых.

Исследуемые материалы, активированны изначально ионами трехвалентного хрома Cr^{3+} , оптические свойства которого определяются состояниями конфигурации $(3d)^3$. Так как трёхвалентный ион Cr^{3+} содержит нечётное число «оптических электронов» – три, следовательно, он является крамерсовым ионом. При термообработке мы получаем материал активированный ионами трехвалентного и четырёхвалентного хрома Cr^{4+} . Последний имеет два оптических электрона и конфигурацию $(3d)^2$. Ионы Cr^{4+} являются некрамерсовыми и, следовательно, в случае несимметричных центров в стекле все их энергетические уровни невырождены. Анизотропия поглощения и излучения света такими центрами будет соответствовать линейным осцилляторам. Благодаря указанному обстоятельству исследование поляризованной люминесценции может послужить основой для селекции валентного состояния ионов d – элементов в частности Cr^{3+} и Cr^{4+} .

Модель линейных осцилляторов даёт хорошо известное объяснение эффекта поляризованной люминесценции, наблюдаемой при возбуждении линейно поляризованным светом [3]. Под действием такого света преимущественно возбуждаются оптические центры, у которых направление осциллятора, ответственного за поглощение, близко к направлению поляризации возбуждающего света. По отношению к возбуждённым центрам образец приобретает аксиальную симметрию, и анизотропия его люминесценции соответствует такой симметрии. Таким образом, величина степени поляризации люминесценции определяется углом между поглощающим и излучающим осцилляторами.

Объект исследования и схема экспериментальной установки

В качестве объекта исследования было выбрано синтезированное силикатное стекло ($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-MgO-K}_2\text{O}$) с содержанием Cr_2O_3 0.4 вес.%. Для приготовления форстеритовой наностеклокерамики исходное стекло подвергалось термической обработке. Термообработка состояла из двух стадий: 1-я стадия – образование зародышей кристаллов объема исходного стекла; 2-я стадия – рост нанокристаллической фазы (Mg_2SiO_4). Первая стадия проходила при температуре 700°C и длилась 1–16 часов, а вторая фаза при $800\text{--}900^\circ\text{C}$ и длительность ее составляла 1–12 часов. Варьируя температуру и время термообработки, мы получали различный размер нанокристаллической фазы.

Следует специально отметить, что хром вводился в исходные материалы при синтезе в виде трехвалентного иона через оксид Cr_2O_3 . Но дальнейшая термическая обработка приводила к его окислению, и он переходил в четырехвалентное состояние. Об этом свидетельствуют литературные данные [4–6].

На рис. 3 изображена схема экспериментальной установки, на которой производились измерения спектров поляризованной люминесценции.

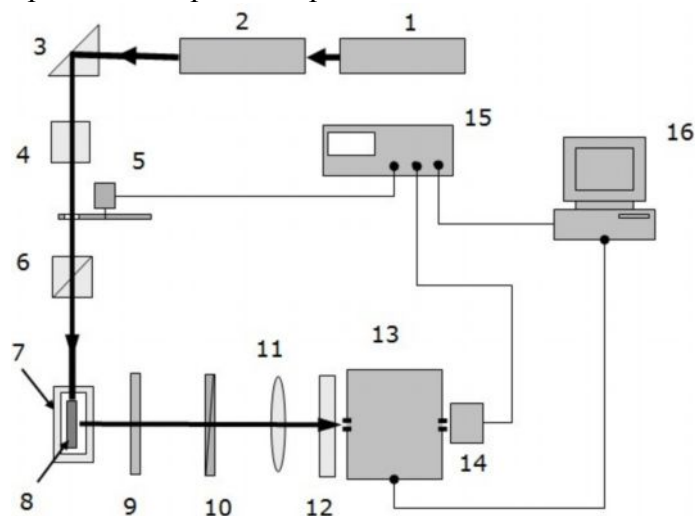


Рис. 3. Экспериментальная установка: 1 – Nd-лазер ($\lambda = 532$ нм); 2 – Тi-сапфировый лазер; 3 – модулятор; 4 – поворотная призма; 5 – пластинка $\lambda/4$; 6 – призма Глана; 7 – сосуд Дьюара; 8 – образец; 9 – пленочный поляризатор; 10 – ИК-фильтр; 11 – линза; 12 – кристалл шпата; 13 – монохроматор; 14 – InGaAs-приемник; 15 – синхронизированный усилитель; 16 – компьютер

Люминесценция возбуждалась как излучением непрерывного титан-сапфирового лазера (модель 3900S, Spectra Physics) в диапазоне 975–1010 нм 2, так и излучением неодимового лазера с удвоением частоты $\lambda=532$ нм (модель Millennium-Xs, Spectra Physics) 1. Для изменения линейной поляризации возбуждающего света, излучение лазера пропускалось сначала через пластинку $\lambda/4$ 4, а затем через призму Глана 6.

Наблюдение сигнала люминесценции образца 8, помещенного в сосуд Дьюара 7, производилось в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждающего света. Люминесценция фокусировалась линзой 11 на щели монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) 13 и регистрировалась приёмником на InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation) 14.

Свет люминесценции пропускался через закрепленный пленочный поляризатор 9, что позволяло измерять отдельно как $I_{\parallel}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, так и $I_{\perp}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света.

Для улучшения отношения сигнала к шуму использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе управляемого синхронизируемого усилителя (модель *SR850*, *Stanford Research Systems*) 15. Источником опорного сигнала служил модулятор 3. Результирующий протестированный сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции – поляризованный спектр $I(\lambda)$. Для улучшения дискриминации света люминесценции и возбуждающего света после поляризатора располагался ИК-фильтр 10. Для компенсации помех вносимых монохроматором был установлен кристалл шпата 12. Установка была проградуирована по спектральной чувствительности с помощью ленточной лампы.

Результаты и их обсуждения

По спектрам поглощения, которые показаны на рис. 4, видно, что после термической обработки появляется структура полос характерных для иона Cr^{4+} в кристалле форстерита [7].

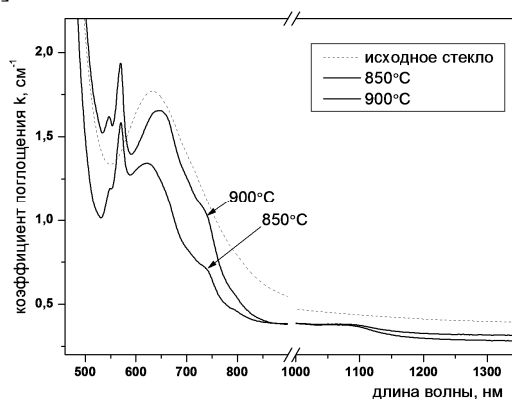


Рис. 4. Спектры поглощения исходного стекла и стеклокерамики

Как известно, сигнал поляризованной люминесценции может иметь место только в случае возбуждения осцилляторов, расположенных перпендикулярно направлению наблюдения. Если же возбуждаются осцилляторы, направление которых параллельно направлению наблюдения, то разность горизонтальной и вертикальной составляющей поляризованной люминесценции отсутствует ($I_{//} = I_{\perp}$, $\Delta I(\lambda) = 0$). Исходя из этого, было изменено направление поляризации возбуждающего излучения без изменения схемы измерения сигнала люминесценции. На рис. 5 показаны дифференциальные спектры поляризованной люминесценции стеклокерамики с вертикальным 1 и горизонтальным 2 направлением поляризации возбуждения.

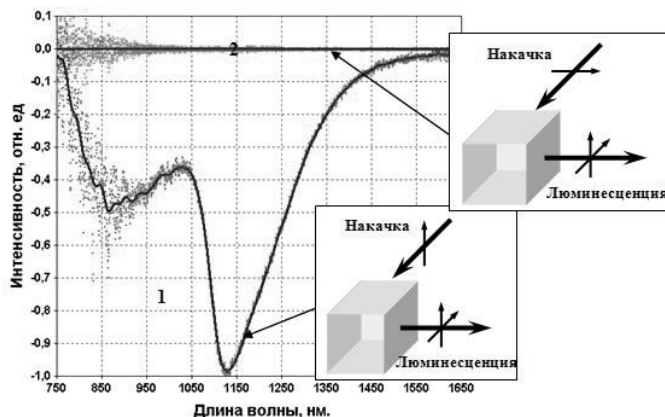


Рис. 5. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции, полученные при возбуждении $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм для различной геометрии эксперимента

На рис. 6 представлена спектральная зависимость степени поляризации для двух разных материалов – стекло и стеклокерамика. Степень поляризации полосы Cr^{3+} на порядок меньше степени поляризации полосы Cr^{4+}

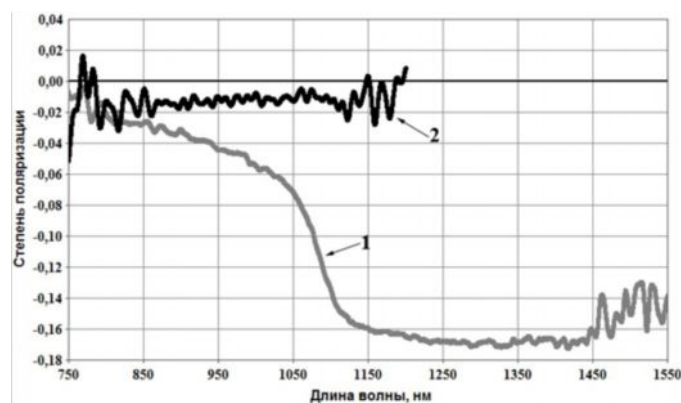


Рис. 6. Спектральная зависимость степени поляризации при накачке 532 нм и $T_{\text{обр}} = 300 \text{ K}$, образцы: 1 – стеклокерамика; 2 – стекло

Учитывая, что в стекле присутствуют только ионы Cr^{3+} , а в стеклокерамике как Cr^{3+} так и Cr^{4+} , то легко объяснить такую спектральную зависимость исходя из теории, которая приводилась ранее в статье. Надо учитывать, что полосы люминесценции хрома в указанных состояниях перекрываются, на это указывает и «размытая» граница на рис. 6 между областями 750–1050 нм (Cr^{3+}) и 1100–1550 нм (Cr^{4+}). Для уменьшения перекрытия полос измерения повторили при $T_{\text{обр}} = 77 \text{ K}$ (рис. 7).

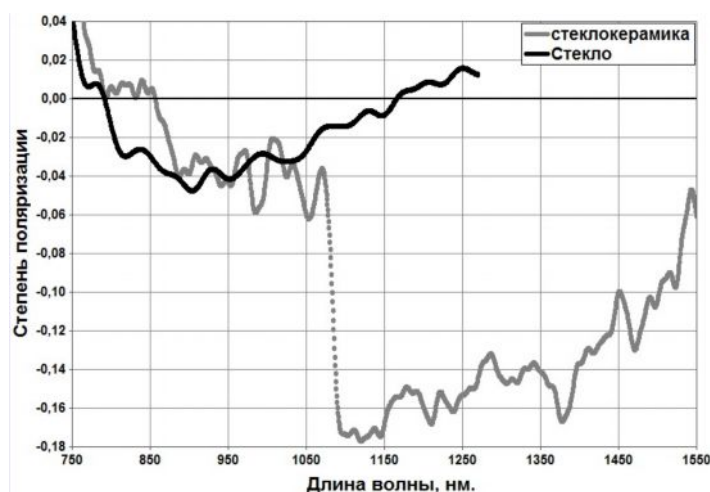


Рис. 7. Спектральная зависимость степени поляризации при накачке 532 нм и $T_{\text{обр}} = 77 \text{ K}$, образцы: 1 – стеклокерамика; 2 – стекло

На рис. 7 степень поляризации резко возрастает по модулю в области 1100 нм, которая характерна для полосы люминесценции Cr^{4+} . Тем самым метод поляризованной люминесценции, на примере хрома, позволяет определить валентное состояние переходных элементов в матрице.

Заключение

В работе было показано, что полоса люминесценции ионов хрома в стеклах и форстеритовых стеклокерамиках приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом. Степень поляризации люминесценции у стеклокерамик на порядок выше, чем у стекол в области, что характерно для «некрамерсовых» ионов которым является Cr^{4+} . Исследование

поляризованной люминесценции может послужить основой для селекции валентного состояния ионов d – элементов в частности Cr³⁺ и Cr⁴⁺.

Литература

1. Felice V., Dussardier B. et al. Cr⁴⁺-doped silica optical fibers: absorption and fluorescence properties// Eur. Phys. J. AP. – 2000. – V.11. – PP. 107–110.
2. Beall G.N. Glass-ceramics for photonic applications// Glastechn. Ber. Glass Sci. Technol. – 2000. – V.73. – C1. – PP. 3–11.
3. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов // М.: ГИФМЛ. – 1959. – 288 с.
4. Pinckney L.R., Beall G.H. Transition element-doped crystals in glass// Proc. SPIE 2001. – V.4452. – PP. 93–99.
5. Petricevic V., Gayen S.K., Alfano R.R. Laser action in chromium-activated forsterite for near-infrared excitation: Is Cr⁴⁺ the lasing ion.// Appl. Phys. Lett. – 1988. – V.53. – N26. – PP. 2590–2592.
6. Verdun H.R., Thomas L.M. et al. Chromium-doped forsterite laser pumped with 1.06 μm radiation// Appl. Phys. Lett. – 1988. – V.53. – N26. – PP. 2593–2595.
7. Лебедев В.Ф., Гайстер А.В., Теняков С.Ю., Левченко А.Е., Дианов Е.М., Жариков Е.В. «Спектрально-люминесцентные свойства сильнолегированных хромом монокристаллов форстерита. I. Спектры поглощения». – Квант. электроника. – 2003. – 33 (3) . – С. 192–196.

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ФОРСТЕРИТОВОЙ НАНОСТЕКЛОКЕРАМИКИ, АКТИВИРОВАННОЙ ИОНАМИ ЧЕТЫРЁХВАЛЕНТНОГО ХРОМА, ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.М. Ситдииков, С.Н. Жуков
Научный руководитель – В.А. Асеев

В работе была разработана и создана установка для регистрации поляризованной люминесценции, экспериментально исследована поляризованная люминесценция четырёхвалентного хрома в форстеритовой наностеклокерамике при температурах 300 К и 77 К.

Ключевые слова: хром, поляризация, люминесценция, степень поляризации, стеклокерамика

Введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке сверхширокополосных (с шириной полосы более 100 нм) волоконных оптических усилителей и перестраиваемых лазеров для ближнего ИК-диапазона. Это может быть достигнуто путём использования ионов переходных элементов, например хрома, имеющих рекордно широкие (100–300 нм) полосы вынужденного излучения в ближней ИК области света [1–2].

Кроме того, сечения вынужденного излучения для ионов переходных металлов в несколько раз превышают сечения для редкоземельных ионов (эрбий, туллий, иттербий, неодим), используемых в настоящее время в волоконных лазерах и усилителях.

Так как структура стекла неупорядочена, активаторные центры в нём не обладают симметрией и, следовательно, относятся к обширной группе центров, которые поглощают и испускают свет анизотропно. Такая анизотропия оптических центров приводит к явлению «поляризованной люминесценции» стёкол [3], а именно, к появлению частичной поляризации спектров люминесценции при возбуждении линейно поляризованным светом. В связи с этим встает вопрос, как проявляет себя поляризованная люминесценция в новых лазерных материалах – стеклокерамиках, активированных Cr^{4+} . Поэтому целью данной работы являлось экспериментальное исследование эффекта поляризованной люминесценции в стеклах и стеклокерамиках для волоконных оптических усилителей света и лазеров. Исследовались зависимости поляризованной люминесценции от различных параметров (длины волны возбуждения и регистрации, геометрии возбуждения, термообработки и температуры). При этом особое внимание уделялось определению количественных значений степени поляризации.

Таким образом, актуальность настоящей работы состоит в том, что она посвящена исследованию анизотропии излучения лазерных материалов, активированных ионами Cr^{4+} для волоконных оптических усилителей и лазеров. Эти исследования могут быть положены в основу разработки новых лазерных активных сред, а именно, стеклокерамик, легированных Cr^{4+} .

Поляризованная люминесценция

Анизотропия излучения и поглощения отдельного центра проявляет себя в эффекте поляризованной люминесценции. Поляризованная люминесценция состоит в анизотропии распределения электромагнитных колебаний в плоскости перпендикулярной сигналу. Объяснение эффекта поляризованной люминесценции, наблюдаемой при возбуждении линейно поляризованным светом, даёт модель

линейных осцилляторов [3]. Под действием такого света преимущественно возбуждаются те оптические центры, у которых направление поглощающего осциллятора близко к направлению поляризации возбуждающего света. Таким образом, образец приобретает аксиальную симметрию по отношению к возбуждённым центрам. Анизотропия его люминесценции соответствует этой симметрии, а величина степени поляризации определяется углом между поглощающим и излучающим осцилляторами.

Объект исследования и методика эксперимента

В качестве объекта исследования было выбрано синтезированное силикатное стекло ($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-MgO-K}_2\text{O-TiO}_2$) с содержанием Cr_2O_3 0,85 вес.%. Для приготовления наностеклокерамики исходное стекло подвергалось термообработке при температурах 700°C (8 часов) и $800\text{--}900^\circ\text{C}$ (12 часов). Образовывалась нанокристаллическая фаза форстерита (Mg_2SiO_4). Следует отметить, что в исходные материалы хром при синтезе вводился в виде трехвалентного иона через оксид Cr_2O_3 . Дальнейшая термообработка приводила к окислению, и хром переходил в четырехвалентное состояние, о чем свидетельствуют литературные данные [4–6].

На рис. 1 изображена схема установки, на которой производились измерения спектров поляризованной люминесценции.

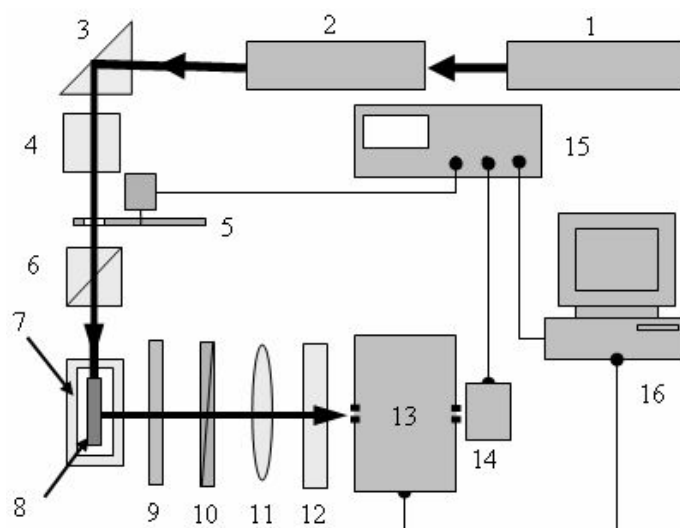


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – Nd-лазер ($\lambda = 532$ нм); 2 – Ti-сапфировый лазер (975–1010 нм); 3 – поворотная призма; 4 – пластинка $\lambda/4$; 5 – модулятор; 6 – призма Глана; 7 – сосуд Дюара; 8 – образец; 9 – ИК-фильтр; 10 – пленочный поляризатор; 11 – линза; 12 – кристалл шпата; 13 – монохроматор; 14 – InGaAs-приемник; 15 – синхронизированный усилитель; 16 – компьютер

Источниками возбуждающего излучения служили: на длине волны $\lambda = 532$ нм – непрерывный неодимовый лазер с удвоением частоты с (модель Millennium-Xs, Spectra Physics) 1, и на длине волны $\lambda = 1000$ нм – перестраиваемый непрерывный титан-сапфировый лазер (модель 3900S, Spectra Physics) 2, который накачивался уже упомянутым неодимовым лазером.

Для изменения линейной поляризации возбуждающего света, излучение лазера пропусклось сначала через пластинку $\lambda/4$ 4, а затем через призму Глана 6. При проведении измерений при температуре жидкого азота (77К) образец 8 погружался на держателе в азот, находящийся в сосуде Дюара 7. Наблюдение сигнала люминесценции образца 8 производилось в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждающего света. Свет люминесценции фокусировался линзой 11 на щели монохроматора (модель Acton-300, Acton Research Corporation) 13 и регистрировался приёмником на InGaAs (модель ID-441,

Acton Research Corporation) 14. Излучение люминесценции пропускать через закрепленный пленочный поляризатор 10, что позволяло измерять отдельно как $I_{\parallel}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, так и $I_{\perp}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света.

Для улучшения отношения сигнала к шуму использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе управляемого синхронизируемого усилителя (модель *SR850*, *Stanford Research Systems*) 15. Источником опорного сигнала служил модулятор 5. Результирующий сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции. Для компенсации помех вносимых монохроматором был установлен кристалл шпата 12.

Результаты и их обсуждения

Для доказательства наличия анизотропии поглощения и излучения, прежде всего, была исследована зависимость люминесценции от длины волны возбуждающего света. При возбуждении образцов линейно поляризованным светом с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения, была обнаружена частичная поляризация полосы люминесценции Cr^{4+} . Данный эффект наблюдался только для стеклокерамик, т.к. в стекле, используемом для приготовления данных стеклокерамик, в спектре люминесценции отсутствует полоса Cr^{4+} . Во всех случаях контуры дифференциальных спектров люминесценции $\Delta I(\lambda)$, вычисленных как разность спектров люминесценции с поляризацией параллельной и перпендикулярной плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения, отличались от «обычного» контура люминесценции. При этом форма контура дифференциального спектра $\Delta I(\lambda)$ зависела от длины волны возбуждающего света.

Таким образом, исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что степень поляризации напрямую зависела как от длины волны возбуждающего света – $\lambda_{\text{возб}}$, так и от длины волны света люминесценции – $\lambda_{\text{люм}}$. Такая зависимость является характерной особенностью поляризованной люминесценции оптических стёкол, активированных ионами переходных элементов [3] и служит доказательством того, что в данных экспериментах имел место именно этот эффект. На рис. 2 представлены дифференциальные спектры $\Delta I(\lambda)$ поляризованной люминесценции форстеритовой стеклокерамики.

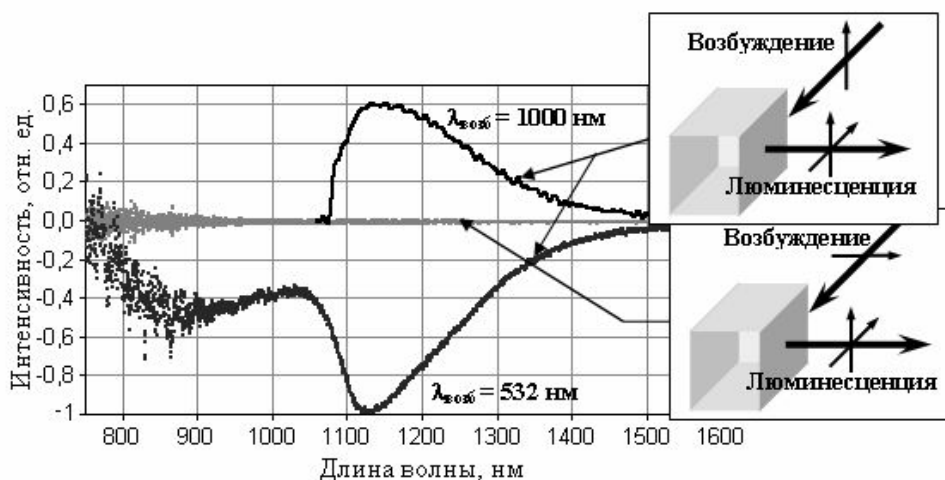


Рис. 2. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции, полученные при накачке на длине волны $\lambda_{\text{возб}} = 532 \text{ nm}$ и $\lambda_{\text{возб}} = 1000 \text{ nm}$ для различной геометрии поляризации возбуждения

Также для подтверждения того факта, что мы имеем дело именно с эффектом поляризованной люминесценции, без изменения схемы измерения сигнала люминесценции было изменено направление поляризации возбуждающего излучения так, что оно стало параллельно направлению регистрации. В таком случае будут возбуждаться те осцилляторы, направление которых параллельно направлению наблюдения, и разность спектров люминесценции с поляризацией параллельной и перпендикулярной плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения отсутствует ($I_{\parallel} = I_{\perp}$, $\Delta I(\lambda) = 0$). Оказалось, что при изменении поляризации возбуждающего света на поляризацию, при которой электрический вектор был параллелен направлению наблюдения, дифференциальный спектр $\Delta I(\lambda)$ уменьшался в пределах погрешности до нуля как для длины волны возбуждения $\lambda_{\text{возб}} = 1000$ нм, так и для $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм (рис. 2). Таким образом, получено еще одно доказательство наличия поляризованной люминесценции в исследуемых стеклокерамиках.

Следующим шагом изучения данных материалов явилось исследование зависимости степени поляризации от температуры термообработки на второй стадии. С этой целью были проведены исследования образцов с минимальной (800°C), наиболее интенсивной (900°C), и промежуточной (850°C) термообработкой.

При возбуждении светом с длиной волны $\lambda_{\text{возб}} = 1000$ нм. Во всех трех случаях степень поляризации в исследуемом диапазоне длин волн (1100–1400 нм) практически не зависела от термообработки и составила $\sim 9\%$.

Поскольку в данном материале мы имеем наличие хрома в двух валентных состояниях, причем полосы люминесценции, отвечающие этим состояниям, частично перекрываются, представляет интерес исследовать зависимость степени поляризации люминесценции от длины волны регистрации при одновременной накачке этих полос и влияние перекрытия на величину степени поляризации. Такая зависимость при длине волны возбуждения $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм представлена графике рис. 3.

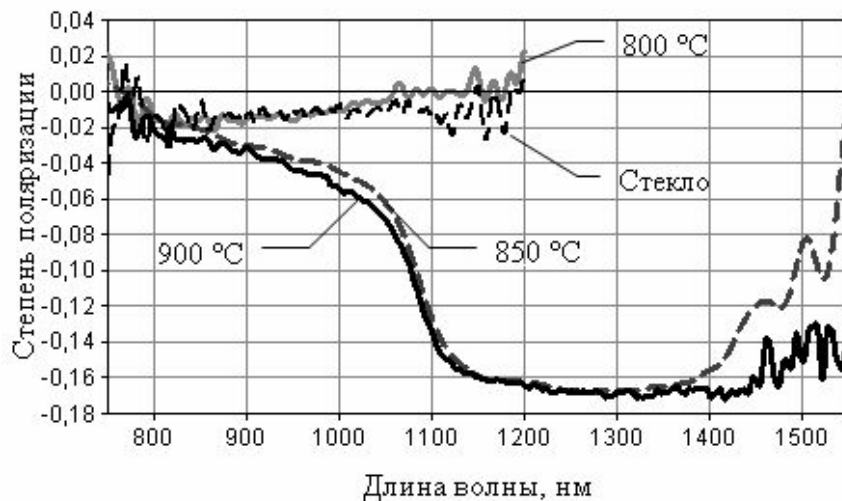


Рис. 3. Спектральная зависимость степени поляризации от термообработки ($T = 300$ К, $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм)

Как видно из рисунка величина степени поляризации сильно меняется в зависимости от длины волны регистрации. Кроме того, имеет место различие зависимости степени поляризации от термообработки. Этот эффект можно объяснить, если учесть что степень поляризации полосы Cr^{3+} на порядок меньше степени поляризации полосы Cr^{4+} . Учитывая также и тот факт, что полосы люминесценции Cr^{3+} и Cr^{4+} частично перекрываются, в то время как соотношение их интенсивности напрямую зависит от термообработки, мы получаем зависимость, отраженную на данном графике.

Это утверждение можно проверить, если изменить степень перекрытия полос, а также их форму и соотношение между ними, проведя эксперимент при температуре жидкого азота (77 К). Изменение спектров люминесценции при понижении температура показано на рис. 4.

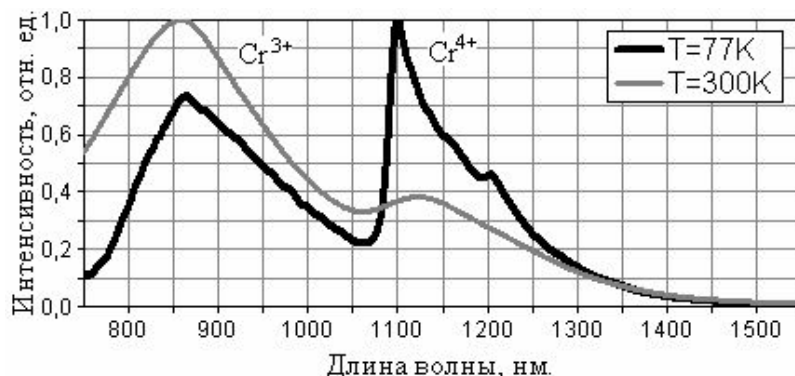


Рис. 4. Сравнение степени перекрытия полос люминесценции Cr³⁺ и Cr⁴⁺ в стеклокерамике при температурах T = 77 К и T = 300 К ($\lambda_{\text{возб}} = 532 \text{ нм}$)

Если уменьшить величину перекрытия полос Cr³⁺ и Cr⁴⁺, то, очевидно, различия в спектральных зависимостях поляризации люминесценции от длины волны регистрации для различных режимов термообработки должны уменьшиться, а изменение формы и соотношения между полосами должны сказаться на виде зависимости степени поляризации, что мы и видим на рис. 5 для тех же образцов при том же возбуждении, но при температуре жидкого азота.

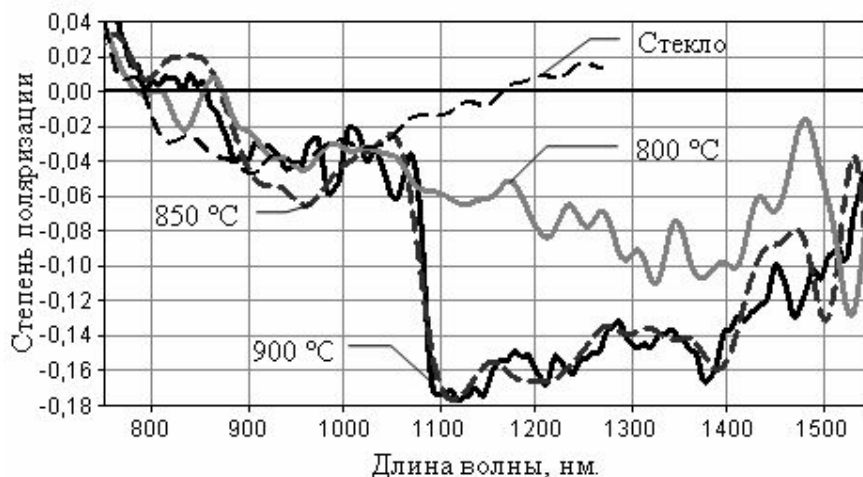


Рис. 5. Спектральная зависимость степени поляризации от термообработки при температуре T = 77К ($\lambda_{\text{возб}} = 532 \text{ нм}$)

Заключение

В работе было показано, что полоса люминесценции ионов хрома в стеклах и форстеритовых наностеклокерамиках приобретает частичную поляризацию при возбуждении образцов линейно поляризованным светом, и исследованы зависимости степени поляризации от различных параметров в таких материалах. Для изучения этих эффектов была создана установка для регистрации поляризованной люминесценции при температурах 300К и 77К. На данной установке проведены измерения, которые позволили установить, что степень поляризации люминесценции у стеклокерамик выше, чем у стекол. Впервые определены значения степени поляризации в диапазоне 650–1400 нм для стекла и стеклокерамик, активированных Cr⁴⁺, с различной термообработкой.

Эти исследования могут быть использованы при разработке новых лазерных активных сред на основе стеклокерамик, легированных Cr^{4+} .

Литература

1. Felice V., Dussardier B. et al. Cr^{4+} -doped silica optical fibers: absorption and fluorescence properties //Eur. Phys. J. AP. – 2000. – V.11. – P. 107–110.
2. Beall G.N. Glass-ceramics for photonic applications //Glastech. Ber. Glass Sci. Technol. – 2000. – V.73. – C1. – P. 3–11.
3. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов // М.: ГИФМЛ. – 1959. – 288 с.
4. Pinckney L.R., Beall G.H. Transition element-doped crystals in glass //Proc. SPIE 2001. – V. 4452. – P. 93–99.
5. Petricevic V., Gayen S.K., Alfano R.R. Laser action in chromium-activated forsterite for near-infrared excitation: Is Cr^{4+} the lasing ion. //Appl. Phys. Lett. – 1988. – V.53. – N26. – P. 2590–2592.
6. Verdun H.R., Thomas L.M. et al. Chromium-doped forsterite laser pumped with 1.06 μm radiation //Appl. Phys. Lett. – 1988. – V.53. – N26. – P. 2593–2595.
7. Лебедев В.Ф., Гайстер А.В., Теняков С.Ю., Левченко А.Е., Дианов Е.М., Жариков Е.В. Спектрально-люминесцентные свойства сильнолегированных хромом монокристаллов форстерита. I. Спектры поглощения. //Квант. Электроника. – 2003. – 33 (3) . – С. 192–196.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ В 2D НАНОСТРУКТУРАХ

Н.Д. Зинченко, Д.Л. Ника

(Молдавский государственный университет)

Научный руководитель – д.хаб.ф.-м.н., профессор Е.П. Покатилов

(Молдавский государственный университет)

В работе показано, что при заключении теплопроводящего нанослоя в обкладки из материалов с меньшими коэффициентами упругости можно достичь парадоксального эффекта уменьшения величины теплопотока через всю гетероструктуру по сравнению с теплопотоком в слое. В качестве примера взята гетероструктура Ge/Si/Ge. Дисперсионные зависимости для акустических фононов получены в рамках молекулярно-динамической Face-centered cubic cell модели. Показано, что в трехслойной гетероструктуре существуют три типа мод: (1) «общие» (распределенные по всей толщине гетероструктуры), (2) «внутренние» и (3) «внешние», сконцентрированные соответственно во внутреннем и внешних слоях. Уменьшения теплопотока можно добиться, усиливая рассеяние фононов общих мод на внешних поверхностях гетероструктуры.

Ключевые слова: тепловой поток, акустические фононы, гетероструктура, кремний

Введение

С уменьшением размеров современных приборов и с увеличением количества рассеиваемого ими тепла, проблема отвода теплоты и управления тепловыми свойствами становится особенно важной для дальнейшего прогресса электронной промышленности. С одной стороны, уменьшение теплопроводности, снижающее отвод тепла от современных микро- и наночипов, является нежелательным для низкоразмерных электронных приборов, но с другой стороны оно является благоприятным для термоэлектрических устройств, где требуются материалы с высокой электропроводностью и низкой теплопроводностью. Построение последовательной и строгой теории теплового транспорта в наноструктурах является исключительно важным для предсказания и описания новых физических эффектов в них.

Эффективность термоэлектрических устройств определяется коэффициентом добротности «figure of merit» $ZT = S^2 \sigma T / (\kappa_{ph} + \kappa_e)$, где S , σ , T , κ_{ph} и κ_e представляют собой коэффициент Зеебека, электропроводность, абсолютную температуру, фононную теплопроводность и электронную теплопроводность соответственно. Низкая теплопроводность, т.е. малый тепловой поток в наноструктурах по сравнению с объемными материалами делают их перспективными кандидатами для термоэлектрического охлаждения и термоэлектрических приборов [1–3]. Было показано, что наноструктурированные термоэлектрические материалы демонстрируют высокое значение $ZT \sim 1.0$ благодаря уменьшению теплового потока [4, 5].

Авторами данной работы недавно было теоретически показано, что соответствующим выбором материальных параметров и толщин внешних слоев можно увеличить или уменьшить групповую скорость во внутреннем слое гетероструктур по сравнению с однородным слоем или нитью без оболочки [6, 7]. Изменение свойств наноструктур путем модификации их спектра акустических фононов носит название «фононной инженерии» [2–5]. В случае, когда толщина проводящего канала фиксированна (например, для удержания электронных свойств [8–9]), надлежащий выбор материал и толщин обкладочных слоев может быть единственным альтернативным путем для управления тепловыми потоками.

В данной работе мы показываем, что можно значительно уменьшить тепловой

поток через Si слой путем наложения на него обкладок из Ge (вещества с меньшими упругими постоянными чем в Si) и изменения параметров поверхностного рассеяния фононов.

Теоретическая модель

Тепловой поток на единицу градиента температуры, полученный с учетом 2D плотности состояний, имеет вид [10]:

$$W_{ph} = \frac{1}{4\pi k_B T^2} \sum_{s,\alpha} \int_0^{q_{\max}} \{ \hbar \omega_s^\alpha(q) v_s^\alpha(q) \}^2 \tau_{s,tot}^\alpha(\omega_s^\alpha) \frac{\text{Exp}(\hbar \omega_s^\alpha(q) / k_B T)}{(\text{Exp}(\hbar \omega_s^\alpha(q) / k_B T) - 1)^2} q \} dq,$$

где суммирование ведётся по всем акустическим ветвям s всех поляризации α , а k_B – это постоянная Больцмана; T – абсолютная температура и q – фононное волновое число. Энергии $\hbar \omega_s^\alpha(q)$ и групповые скорости $v_s^\alpha(q)$ акустических фононов, используемые в расчёте теплового потока, были нами получены в рамках динамической FCC-модели численным решением системы уравнений (1) из [10].

Полное время релаксации фонона вычислялось с помощью формулы:

$$1/\tau_{s,tot}^\alpha(\omega_s^\alpha) = 1/\tau_{s,U}^\alpha(\omega_s^\alpha) + 1/\tau_{s,PD}^\alpha(\omega_s^\alpha) + 1/\tau_{s,Disl.}^\alpha(\omega_s^\alpha) + 1/\tau_{s,B}^\alpha(\omega_s^\alpha),$$

где

$$\begin{aligned} 1/\tau_{s,U}^\alpha &= (\gamma_\alpha^2 k_B T \omega_s^\alpha) / (\bar{\rho}_s V_0 \omega_{\alpha,\max}^s (v_s^\alpha)^2), \quad 1/\tau_{s,PD}^\alpha = (S_0 \Gamma q (\omega_s^\alpha)^2) / (4v_s^\alpha), \\ 1/\tau_{s,Disl.}^\alpha &= \eta N_D (\hbar_0)^{4/3} \omega_s^3 / (v_s^\alpha)^2, \quad 1/\tau_{s,B}^\alpha = v_s^\alpha / d \times (1-p) / (1+p) \end{aligned} \quad (1)$$

– это скорости рассеяния фонона в Umklapp процессах, на точечных дефектах, границах и дислокациях соответственно.

В (1) γ_α – параметр Грюнайзена; Γ – мера интенсивности рассеяния на точечных дефектах; N_D – плотность дислокационных линий; η – весовой множитель, учитывающий взаимную ориентацию направлений градиента температуры и дислокационных линий; V_0 – объем, приходящийся на 1 атом; S_0 – средняя площадь на один атом двумерной пленки; $\omega_{\alpha,\max}^s$ – максимальная частота (s, α, q) фононной ветви;

$\bar{\rho}_s(q) = \int_{-d/2}^{d/2} |\bar{u}_s^\alpha(z, q)|^2 \rho(z) dz$ учитывает неоднородность структуры по толщине вдоль оси Z ; p – параметр, характеризующий силу поверхностного рассеяния.

Результаты и обсуждения

Зависимость фононных энергий от q для Ge/Si/Ge гетероструктуры с размерами 1 нм/4 нм/1 нм и однородного Si слоя с толщиной 4 нм показана на рис. 1(а, б) для SA-поляризованных фононов. Германиевые обкладки уменьшают наклон низкоэнергетических дисперсионных кривых по сравнению с кремниевым слоем и практически не влияют на высокоэнергетические Si-подобные моды. Как следует, из рис. 1, фононные групповые скорости в Ge/Si/Ge гетероструктуре значительно ниже, чем в однородном Si слое.

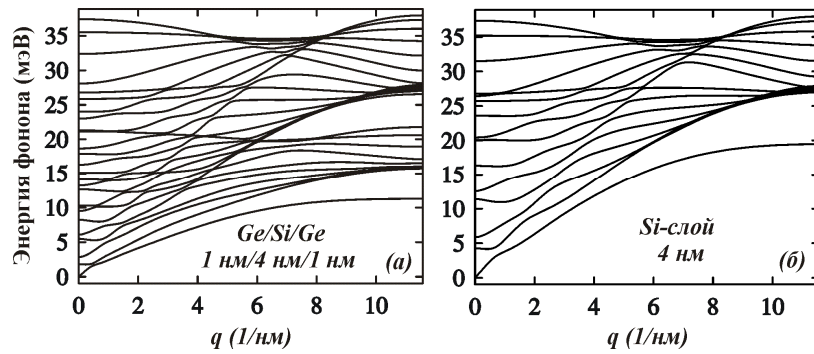


Рис. 1. Энергии акустических фононов SA-поляризации: (а) в трехслойной гетероструктуре Ge/Si/Ge с размерами 1 нм/4 нм/1 нм и (б) в однородном слое Si толщиной $d=4$ нм

Из рис. 1 следует, что фононные моды в Ge/Si/Ge гетероструктуре можно разделить на три различных типа: (1) «внешние» Ge-подобные моды с энергиями $\hbar\omega < 16$ мэВ и со смещениями, сконцентрированными в Ge слоях, (2) «смешанные» («общие») моды с $\hbar\omega < 25$ мэВ, смещения которых распределены по всей толщине гетероструктуры и (3) «внутренние» Si-подобные моды с энергиями $\hbar\omega \geq 25$ мэВ, смещения которых сконцентрированы, в основном, в кремнии. Амплитуды смещений Si-подобных мод быстро уменьшаются в Ge и наоборот, Ge-подобные моды быстро затухают в Si. На рис. 2(а,б,в) представлены распределения амплитуды вектора смещения U по толщине гетероструктуры для (а) «общей» моды ($s=4, q=0 \text{ нм}^{-1}$), (б) Si-подобной моды ($s=33, q=0 \text{ нм}^{-1}$) и (в) Ge-подобной моды ($s=3, q=3.0 \text{ нм}^{-1}$).

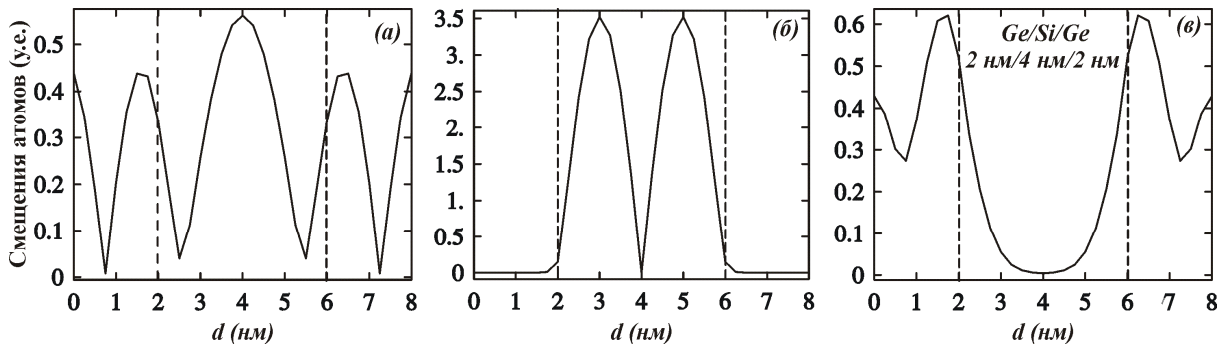


Рис. 2. Амплитуды векторов смещения в гетероструктуре Ge/Si/Ge (2 нм/4 нм/2 нм) для: (а) «смешанной» моды; (б) Si-подобной моды; (в) Ge-подобной моды

В представленной работе мы учли эти особенности фононных мод при рассмотрении их рассеяния на поверхностях слоев гетероструктуры. «Общие» моды рассеиваются на границах внутреннего Si слоя гетероструктуры и на внешних границах гетероструктуры; Si-подобные моды рассеиваются только на границах внутреннего Si слоя, а Ge-подобные моды рассеиваются на границах Ge-слоев.

На рис. 3 показаны температурные зависимости тепловых потоков, переносимых «общими», Si-подобными и Ge-подобными фононными модами. Интересно отметить, что основной вклад в суммарный тепловой поток дают «общие» гетероструктурные моды. Ослабление участия этих мод в процессе теплопроводности, которое легко может быть достигнуто уменьшением качества внешних поверхностей гетероструктуры и усилением поверхностного рассеяния этих фононных мод, приведет к заметному уменьшению теплового потока через гетероструктуры, что может быть полезно для термоэлектрических устройств на базе гетероструктур.

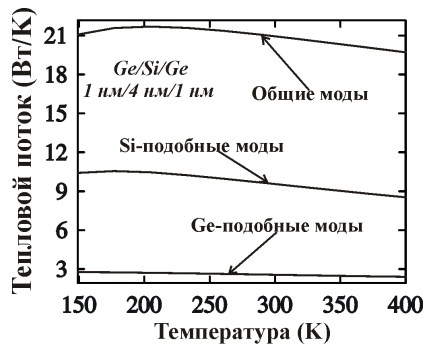


Рис. 3. Тепловой поток, переносимый различными типами фононных мод, как функция температуры в гетероструктуре Ge/Si/Ge (1 нм/4 нм/1 нм)

Для иллюстрации такой возможности на рис. 4 показана зависимость теплового потока от температуры в гетероструктуре Ge/Si/Ge с размерами 1 нм/4 нм/1 нм для различных параметров p_{out} на внешних поверхностях гетероструктуры и фиксированного параметра $p_{in}=0.7$ на поверхности внутреннего Si слоя. Для сравнения мы также построили зависимость теплового потока от температуры для свободного Si слоя с толщиной $d=4$ нм, равной толщине кремниевого слоя гетероструктуры (штрихованная линия).

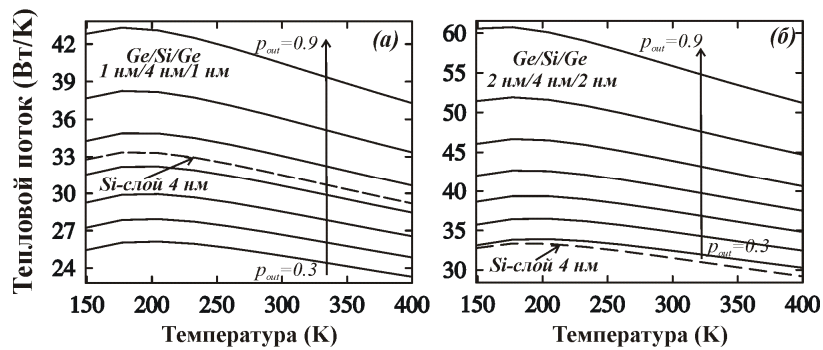


Рис. 4. Зависимость теплопотока от абсолютной температуры в гетероструктуре Ge/Si/Ge с размерами 1 нм/4 нм/1 нм (а) и 2 нм/4 нм/2 нм (б) и однородном Si слое (4 нм) для различных значений параметра рассеяния фононов на внешних поверхностях

Для маленьких значений параметра $p_{out}=0.3-0.6$, которые соответствуют сильному фононному рассеянию на внешних поверхностях гетероструктуры, тепловой поток в гетероструктуре меньше, чем в Si слое, хотя полная толщина гетероструктуры в 1.5 раза больше, чем толщина слоя. Это падение теплового потока объясняется подавлением вклада «общих» и Ge-подобных фононных мод в переносе тепла за счет их рассеивания на внешних обкладках гетероструктуры. При увеличении параметра p_{out} рассеяние фононных мод на внешних границах гетероструктуры уменьшается, тепловой поток увеличивается и для $p_{out}>0.6$ он становится больше, чем поток в Si слое.

Для гетероструктуры Ge/Si/Ge с размерами 2 нм/4 нм/2 нм для всех рассмотренных значений p_{out} тепловой поток в гетероструктуре больше, чем поток в Si слое (см. рис. 4(б)). Это объясняется значительным увеличением толщины гетероструктуры по сравнению с Si каналом: $d(\text{hetero})=2d(\text{Si слой})$. В этом случае даже очень сильное поверхностное рассеяние на границах гетероструктуры $p_{out}=0.3$, не выключает полностью «общие» и Ge-подобные моды из процессов переноса тепла.

Заклучение

В работе исследовано влияние толщины внешних слоев, а также параметров поверхностного рассеяния фононов на тепловой поток в Ge/Si/Ge гетероструктуре и возможности уменьшения этого потока. Было показано, что основную роль в теплопотоке играют «общие» гетероструктурные моды. Увеличивая рассеяние этих мод на внешних поверхностях гетероструктуры, можно существенно уменьшить тепловой поток. Этот эффект вместе с эффектом уменьшения групповых скоростей фононных мод в гетероструктуре с «акустически мягкими» обкладками может приводить к уменьшению теплопотока в гетероструктуре по сравнению со слоем без обкладок.

Указанная возможность управления тепловыми потоками в гетероструктуре может способствовать улучшению теплового менеджмента, в частности улучшению термоэлектрических свойств наноразмерных приборов.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Академии Наук Молдовы (гранты 08.819.05.05F и 06.408.036F).

Литература

1. D. Cahill, W. Ford, K. Goodson, G. Mahan, A. Majumdar, H. Maris, R. Merlin, S. Phillpot. Nanoscale thermal transport//J. Appl. Phys. – 2003. – Vol. 93. – С. 793.
2. A. Balandin. Nanophononics: Phonon engineering in nanostructures and nanodevices//J. Nanosci. Nanotechnol. – 2005. – Vol. 5. – С. 1015–1022.
3. A. Shakouri. Nanoscale Thermal Transport and Microrefrigerators on a Chip//Proc. IEEE. – 2006. – Vol. 94. – С. 1613–1638.
4. A.I. Hochbaum, R. Chen, R.D. Delgado, W. Liang, E.C. Garnett, M. Najarin, A. Majumdar, and P. Yang. Enhanced thermoelectric performance of rough silicon nanowires//Nature. – 2008. – Vol. 451. – С. 163–167.
5. M.S. Dresselhaus, G. Chen, M.Y. Tang, R. Yang, H. Lee, D. Wang, Z. Ren, J.P. Fleureal, and P. Gogna. New Directions for Low-Dimensional Thermoelectric Materials//Adv.Mater. – 2007. – Vol. 19. – С. 1043–1055.
6. A.A. Balandin, E.P. Pokatilov and D.L. Nika. Phonon engineering in hetero- and nanostructures//J.Nanoelectron. Optoelectron. – 2007. – Vol. 2. – С. 140–170.
7. E.P. Pokatilov, D.L. Nika and A.A. Balandin. A phonon depletion effect in ultrathin heterostructure with acoustically mismatched layers//Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – С. 825–827; Acoustic-phonon propagation in rectangular semiconductor nanowires with elastically dissimilar barriers//Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – С. 113311-113314; Phonon spectrum and group velocities in AlN/GaN/AlN and related heterostructures//Superlatt. Microstruct. – 2003. – Vol. 33. – С. 155–171.
8. E.P. Pokatilov, D.L. Nika and A.A. Balandin. Electron mobility enhancement in AlN/GaN/AlN heterostructures with InGaN nanogrooves//Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89. – С. 112110–112112; The built-in field effect on the electron mobility in AlN/GaN/AlN quantum wells//Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89. – С. 113508–113510.
9. E.P. Pokatilov, D.L. Nika, A.S. Askerov, N.D. Zencenco and A.A. Balandin. The size-quantized oscillations of the optical-phonon-limited electron mobility in AlN/GaN/AlN nanoscale heterostructures//J.Physics C. – 2007. – Vol. 92. – С. 012022–012025.
10. Nika D.L., Zencenco N.D., Pokatilov E.P., and Balandin A.A. Engineering of thermal fluxes in phonon mismatched heterostructures//J.Nanoelectron.Optoelectron. – 2009. – to be published.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Д.Н. Макин, Я.С. Посмитная, С.Ю. Керпелева

Научные руководители:

к.т.н., доцент М.В. Успенская, д.ф.-м.н., профессор А.О. Голубок

Исследовано влияние температуры синтеза акриловых полимеров на равновесную степень набухания материала и время начала гелеобразования. Получены изображения поверхности пленок акриловых сополимеров методом сканирующей зондовой микроскопии, свидетельствующие о макропористой структуре материала. Приведены результаты обработки изображений методом медианной фильтрации.

Ключевые слова: макропористые структуры, акриловые сополимеры, гидрогели, сканирующая зондовая микроскопия, атомно-силовая микроскопия, абсорбция

Введение

Акриловые шитые сополимеры или гидрогели являются предметом интенсивных научных исследований, поскольку обладают рядом уникальных свойств: они способны абсорбировать до тысячи грамм жидкости на один грамм сухого полимера, изменять свой объем и свойства в зависимости от состава окружающей среды и внешних условий (температуры, давления, рН и т.д.). Гидрогели широко используются в различных областях промышленности, медицины, сельского хозяйства [1].

Настоящая работа посвящена исследованию морфологии поверхности методом атомно-силовой микроскопии полимерных пленок акрилового гидрогеля, синтезированных на основе натриевой соли акриловой кислоты (АК), акриламида (АА) и N,N-метиленабисакриламида (МБАА) в различных температурных режимах.

Материалы, оборудование и методы измерений

Получали акриловые пленки на основе АК, АА радикальной полимеризацией в водном растворе по методике, представленной в работе [2]. Акриловую кислоту предварительно полностью нейтрализовали. В качестве инициатора радикальной полимеризации использовали окислительно-восстановительную систему персульфат аммония – тетраметилэтилендиамин и МБАА в качестве сшивающего агента с массовой долей 0,1%. Концентрация мономеров в реакционной смеси составляла 30 масс%. Время синтеза составляло от 1-й до 35 минут при температуре от –10 до +15°С. Готовые образцы представляли собой эластичные прозрачные гели, которые выдерживали при температуре 40°С в течении 2-х часов для полной конверсии мономеров и отмывали в большом количестве дистиллированной воды от золь-фракции.

Время начала гелеобразования определяли по началу потери текучести мономерной смеси.

Равновесную степень набухания гидрогелей определялась по формуле:

$$Q = \frac{m - m_0 * (1 - \gamma)}{m_0 * (1 - \gamma)}, \quad (1)$$

где Q – равновесная степень набухания гидрогеля, г/г; m_0 – исходная масса образца геля, г; m – масса набухшего образца, г; γ – влагосодержание образца геля, масс. доли.

Равновесную степень набухания определяли гравиметрическим методом. Для этого образцы гидрогеля массой $m_0 = 0,05 - 0,2$ г взвешивались на аналитических весах с точностью 0,0002 г и помещали в сосуд с дистиллированной водой. После набухания образцы отфильтровывали через делительную воронку от раствора, переносили в

химический стакан и взвешивали. Эксперимент проводился при термостатировании в жидкостном термостате марки ТЖ–ТС–01 при температуре 20°C.

Исходное влагосодержание геля определяли высушиванием навески аналогичного образца гидрогеля до постоянной массы при 100–120°C:

$$\gamma = (m_0 - m_c) / m_0, \quad (2)$$

где m_c – масса высушенного до постоянной массы образца, г; m_0 – исходная масса образца, г.

Анализ поверхности пленок акриловых сополимеров, полученных при различных температурах синтеза размером 8×5 мм и толщиной 1 мм, проводили на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) NanoEducator (ЗАО «НТМ-ДТ», Россия) в полуконтактном режиме атомно-силовой микроскопии. При использовании этого метода, давление зонда на поверхность образца существенно меньше, чем в контактном методе, что позволяет работать с более мягкими и легко разрушающимися материалами, такими как полимеры. На рис. 1 представлен внешний вид измерительной головки СЗМ NanoEducator и обозначены основные элементы прибора.

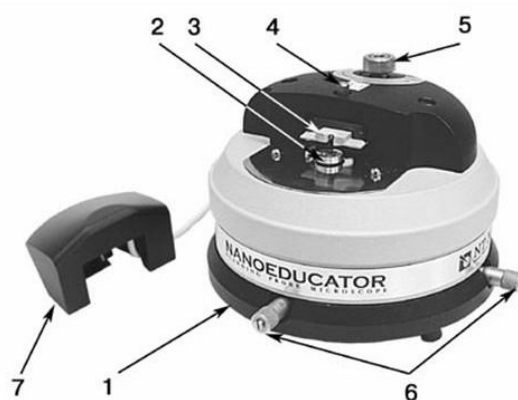


Рис. 1. Внешний вид измерительной головки СЗМ NanoEducator: 1 – основание; 2 – держатель образца; 3 – датчик взаимодействия; 4 – винт фиксации датчика; 5 – винт ручного подвода; 6 – винты перемещения сканера с образцом в горизонтальной плоскости; 7 – защитная крышка с видеокамерой

В СЗМ датчик выполнен в виде пьезокерамической трубки длиной 7 мм, диаметром 1,2 мм и толщиной стенки 0,25 мм, жестко закрепленной с одного конца. На внутреннюю поверхность трубки нанесен проводящий электрод. На внешнюю поверхность трубки нанесены два электрически изолированных полуцилиндрических электрода. К свободному концу трубки прикреплен зонд, изготавливаемый из вольфрамовой проволоки диаметром 100 мкм.

В СЗМ NanoEducator образец полимерной пленки закреплялся на держателе 2, и осуществлялось сканирование образцом относительно неподвижного зонда. Сканирование производилось в 3–4 точках поверхности образца для того, чтобы убедиться в однородности поверхности. Датчик силового взаимодействия 3 закреплялся винтом 4 и подводился к образцу с помощью винта ручного подвода 5. Предварительный выбор места исследования на образце осуществлялся с помощью винтов 6. Затем надевалась защитная крышка 7, на которой расположена видеокамера. Управление работой СЗМ NanoEducator осуществлялось по средствам программного обеспечения.

Далее выполнялись: поиск резонанса и установление рабочей частоты, вход в обратную связь, выбор параметров скана (критерии выбора размера скана, числа точек на линии и линий в скане, скорости сканирования, параметры цепи обратной связи), получение СЗМ изображения. Был устранен артефакт сканирования – тепловой дрейф

[3], поскольку прибор очень чувствителен и рассчитан на изменение температуры не более 1°C в час. Полученное изображение обрабатывалось. Экспериментальные данные представлялись в 2D, 3D моделях, использовалось несколько видов фильтрации, строились сечения, измерялись размеры «кажущихся» пор.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Гидрогели представляют собой макропористые системы с размером пор до нескольких сотен микрон в набухшем состоянии. Поскольку влагосодержание исследуемых образцов изменялось незначительно в пределах от 10 до 15%, то можно сравнивать размеры «кажущихся» пор (размеры пор в высушенном состоянии образца).

На рис. 2а представлено 3D изображение поверхности образца полимера, синтезированного при 0°C , размером $30 \times 30 \text{ мкм}^2$. Из рисунка видно, что поверхность имеет большое количество пиков и впадин. Расстояние между порами в среднем 3 мкм. На рис. 2б представлена гистограмма распределения высот, из которой видно, что средняя шероховатость поверхности составляет 30 нм, но встречается высота рельефа размером до 150–200 нм.

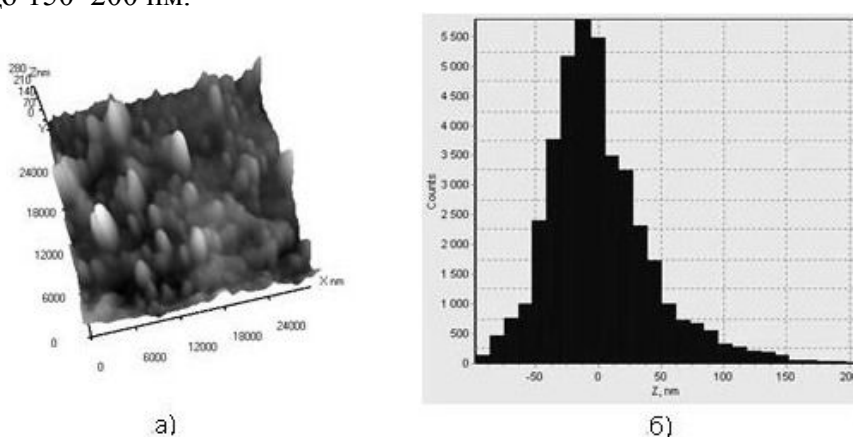


Рис. 2. Образец, полученный при температуре синтеза 0°C : а) 3D изображение; б) гистограмма распределения высот

На рис. 3а представлено 3D изображение поверхности образца полимера, синтезированного при -10°C . Площадь сканирования данного образца $40 \times 40 \text{ мкм}^2$. На поверхности образца большое количество «кажущихся» пор поры диаметром до 4 мкм, Расстояние между ними порядка 2 мкм. Из гистограммы, изображенной на рис. 3, б видно, что средняя шероховатость поверхности составляет 150 нм.

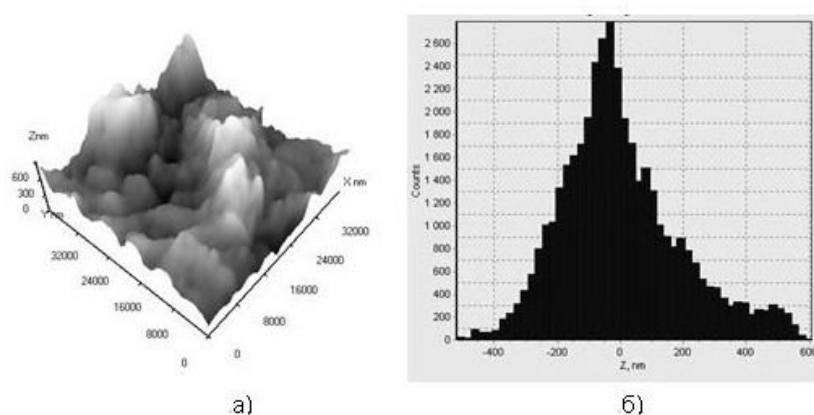


Рис. 3. Образец, полученный при температуре синтеза -10°C : а) 3D изображение; б) гистограмма распределения высот

На рис. 4а представлено 3D изображение поверхности образца с площадью $30 \times 30 \text{ мкм}^2$, синтезированного при $+15^\circ\text{C}$. Поверхность имеет множество пор, диаметром порядка 5 мкм. Расстояние между порами в среднем 9 мкм. Гистограмма, изображенная на рис. 4б, показывает, что средняя шероховатость поверхности составляет 170 нм.

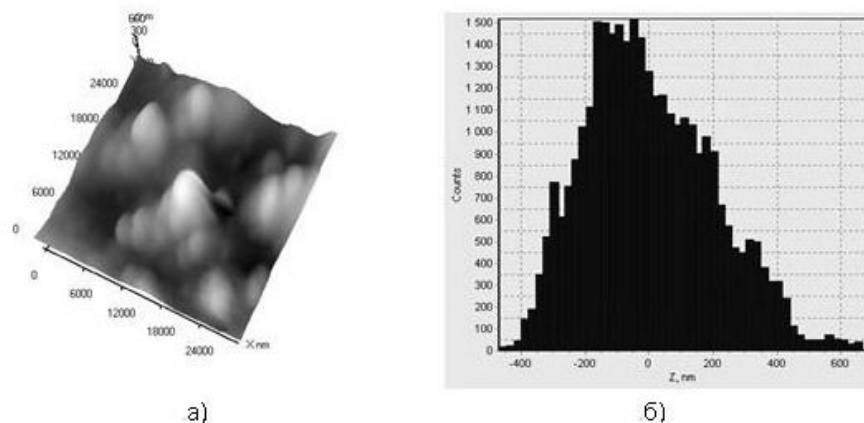


Рис. 4. Образец, полученный при температуре синтеза 15°C : а) 3D изображение; б) гистограмма распределения высот

В таблице приведены данные исследования влияния температурных условий синтеза на время начала гелеобразования, развесную степень набухания акриловых сшитых сополимеров в дистиллированной воде, среднюю шероховатость поверхности, диаметр пор.

Из данных таблицы видно, что наибольшей степенью набухания обладает материал, полученный при 0°C .

Таблица. Влияние температуры синтеза на степень набухания и морфологию поверхности полимера

Температура синтеза, 0°C	Время начала гелеобразования, мин	Влаго-содержание %	Равновесная степень набухания, г/г	Средняя шероховатость поверхности, нм	Средний «кажущийся» диаметр пор, мкм
-10	1,2	71	200	170	4
0	11	75	850	30	2
+15	35	70	300	150	5

При этом повышение температуры $+15^\circ\text{C}$ приводит к резкому понижению равновесной степени набухания, что связано с образованием более неоднородной структуры сетки (рис. 4б), в следствие высокой скорости полимеризации. Снижение степени набухания при -10°C обусловлено, вероятно, уменьшением предельной степени конверсии мономеров и образованием кристаллических структур воды, в следствие замерзания среды при синтезе [4, 5]. Образцы, синтезированные при 0°C , обладают наилучшими морфологическими характеристиками поверхности, меньшей степенью шероховатости и «кажущимся» диаметром пор. Благодаря эффективному отводу тепла при синтезе, образцы полимера, полученные при 0°C , обладают более упорядоченной структурой сетки и распределением высоты рельефа поверхности.

Выводы

Установлено, что наибольшим значением равновесной степени набухания в дистиллированной воде обладают образцы акриловых полимерных гидрогелей при 0°.

В результате исследования поверхности образцов полимеров было показано, что наибольшая шероховатость поверхности наблюдается у образца, полученного при температуре синтеза 15°С, наименьшая – при 0°.

Приведенные данные показали, что СЗМ является информативным методом исследования структуры сшитого полимера.

Литература

1. Будтова Т.В., Сулейменов И.Е., Френкель С.Я. Сильнонабухающие полимерные гидрогели – некоторые современные проблемы и перспективы (обзор) //Журн. прикл. химии. – 1997. – Т.70. – № 4. – С. 529–539.
2. Игрунова А.В., Сиротинкин Н.В., Успенская М.В. Синтез и абсорбционная способность новых полиэлектролитных тетразолсодержащих акриловых гидрогелей// Журн. прикл. химии. – 2001. – Т.74. – № 5. – С. 793–797.
3. NanoEducator. Руководство пользователя. – М.: NT-MDT. – 2005. – 107 с.
4. Королев Г.В., Могилевич М.М., Голиков И.В. Сетчатые полиакрилаты. Микрогетерогенные структуры, физические сетки, деформационно-прочностные свойства. – М.: Химия. – 1995. – 25 с.
5. Лозинский В.И. Криогели на основе природных и синтетических полимеров: получение, свойства и области применения //Успехи химии. – 2002. – №6. – С. 559–585.

ОБЪЕМНЫЙ ГЕТЕРОПЕРЕХОД НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК C60CdS

Е.И. Супрун

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

Научный руководитель – к.ф.-м.н., доцент И.Б. Захарова

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

Разработан метод создания нового композитного материала, включающего органический и неорганический полупроводники для реализации объемного гетероперехода на основе донорно-акцепторных комплексов. Были экспериментально получены и исследованы оптические спектры композитных тонких пленок C60-CdS и доказано формирование комплекса с переносом заряда.

Ключевые слова: Фотоэлементы, объемные гетеропереходы, композитные материалы на основе органического и неорганического полупроводников, донорно-акцепторные комплексы

Введение

В органических материалах поглощение света ведет к формированию экситонов, или связанных электронно-дырочных пар. Распад экситона происходит под действием сильного электрического поля или в донорно-акцепторном гетеропереходе, где различия в электронном средстве и потенциалах ионизации между контактирующими материалами являются достаточно большими, чтобы преодолеть энергию связи экситона. Последний механизм использовался для создания органических донорно-акцепторных планарных гетеропереходов [1]. Уникальная электронная структура фуллерена C60 [2] определяет его сильные акцепторные свойства, благодаря которым можно конструировать донорно-акцепторные молекулярные наносистемы (молекулярные гетеропереходы). Использование фуллерена C60 (LD = 40 нм) как акцепторного материала ведет к значительному улучшению эффективной мощности преобразования энергии [3].

Один из способов улучшить долю экситонов, которые диффундируют к донорно-акцепторному переходу, состоит в том, чтобы создать сеть взаимопроникающих донорно-акцепторных материалов, в результате чего формируется объемный (пространственно распределенный) донорно-акцепторный переход, который находится в пределах диффузионной длины LD каждой области генерации экситонов. Донорно-акцепторный гетеропереход так же можно реализовать на основе структур с молекулярным диспергированием компонент. В этом случае необходимо обеспечить протекание заряда по цепочке молекул каждого сорта к катоду и аноду. Реализации структур с протеканием заряда способствует плотная упаковка молекул. Использование высоко симметричных сферических молекул фуллерена позволяет решить и эту проблему и создать смешанный слой с протеканием заряда. Таким образом, комплексы с переносом заряда на основе фуллерена C60 могут быть использованы для создания фотоэлементов с повышенной эффективностью преобразования солнечной энергии.

Целью нашей работы является разработка нового композитного материала, включающего органический и неорганический полупроводники для реализации объемного гетероперехода на основе донорно-акцепторных комплексов. В ходе работы были получены образцы композитных тонких пленок C60-CdS, проведены исследования спектров комбинационного рассеяния, пропускания и фотолюминесценции.

Технология создания композитных тонких пленок

В качестве исходных материалов использовался фуллерен C60 (99, 98%) и сульфид кадмия (CdS) марки ОСЧ. Напыление композитных тонких пленок проводилось по методу квазизамкнутого объема, в квазиравновесных условиях. При напылении по методу КЗО твердая и газообразная фазы находятся в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, т.е. в изолированном объеме, в котором изменение плотности пара при утечке во внешнюю среду пренебрежимо мало. Конденсации тонких пленок сложного состава в условиях, близких к термодинамическому равновесию, способствует протеканию процессов самоорганизации, важных для формирования молекулярных комплексов.

Исходная мелкодисперсная шихта для композитных тонких пленок была получена путем осаждением механической смеси фуллерен-сульфид кадмия из толуола. Смесь C60-CdS была приготовлена в молярном соотношении 1:1.

Напыление пленок происходило в едином вакуумном цикле по схеме C60→C60-CdS→CdS. Реализовать такую схему напыления, при которой сначала на подложку осаждается C60, потом композитный материал C60-CdS и далее CdS, позволяет зависимость давления насыщенных паров от температуры (рис. 1). При низких температурах происходит испарение только фуллерена, при повышении температуры пары содержат и фуллерен C60 и сульфид кадмия CdS в определенном молярном соотношении. При дальнейшем увеличении температуры на подложку осаждается чистый сульфид кадмия CdS.

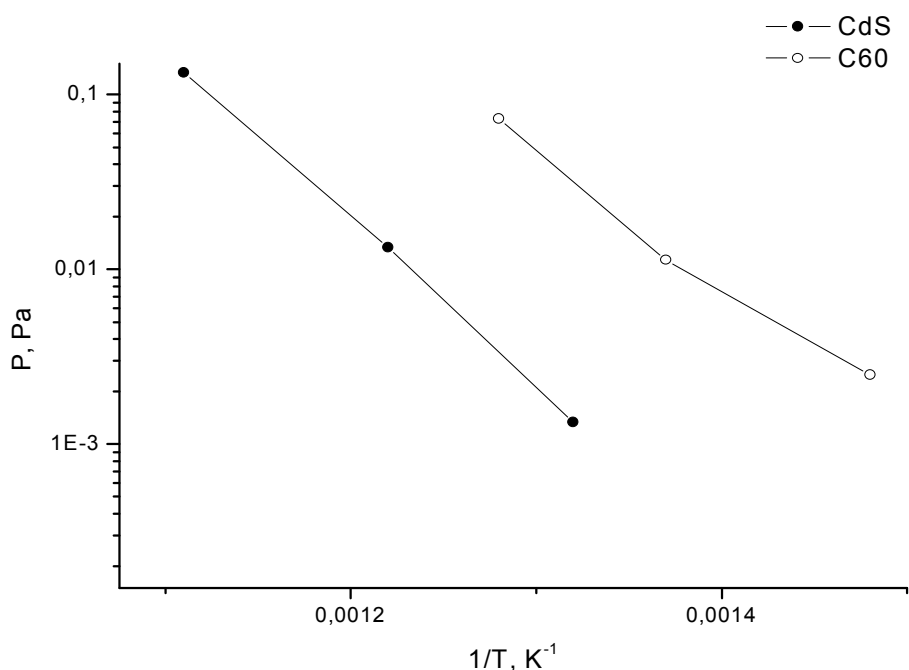


Рис. 1. Зависимость давления насыщенного пара от температуры испарения для молекулы C60 и CdS

В ходе работы авторами был получен набор образцов, которые различаются по степени квазиравновесности условий своего роста.

Исследование оптических характеристик композитных пленок

Спектры пропускания композитных тонких пленок C₆₀-CdS, C₆₀, CdS были измерены при комнатной температуре в видимом диапазоне (рис. 2).

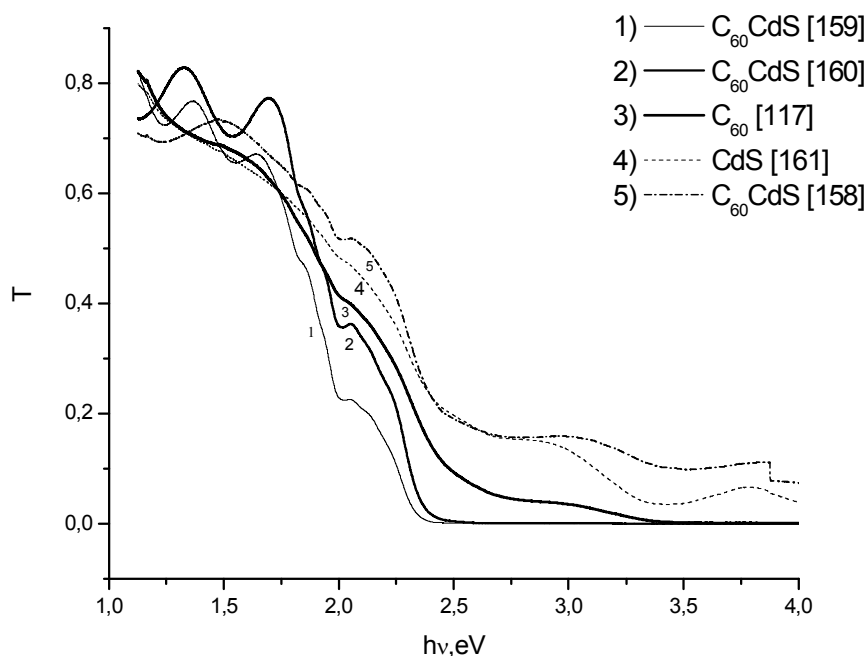


Рис. 2. Спектры пропускания композитных тонких пленок

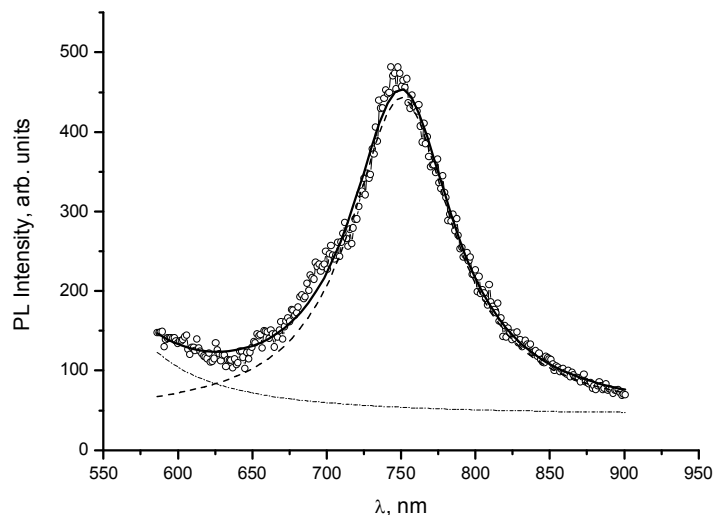
Исследование спектров пропускания пленок C₆₀-CdS показало наличие особенностей вблизи края собственного поглощения C₆₀ ($h\nu = 2$ эВ). В композитных материалах появляется дополнительное поглощение, по-видимому, связанное с формированием экситона на границе раздела, поскольку в спектрах пропускания пленок чистого C₆₀ и CdS таких особенностей не наблюдается. В этой же области энергий ранее наблюдалось поглощение связанное с формированием экситона в объемном CdS, однако оно проявляется только при низких температурах (4–77K) [4]. В диапазоне $h\nu \approx 1-1,8$ эВ для пленок C₆₀-CdS наблюдается серия пиков, которые вызваны интерференцией, так как длина волны становится сопоставимой с толщиной пленки.

По результатам измерений рамановских спектров полученные нами образцы можно разделить на 3 группы: а) образцы с неизменной пинч-модой; б) образцы с исходной и смещенной пинч-модой; в) образцы со смещенной пинч-модой. В спектре пленки C₆₀-CdS с неизменной пинч-модой отсутствует мода, соответствующая колебаниям объемного CdS (300см^{-1}). Это говорит о том, что в данном образце фуллерен не заряжен, и фаза CdS почти не присутствует. Во второй группе образцов, в которых наряду с исходной пинч-модой (1468см^{-1}) существует смещенная мода (1457см^{-1}), а мода, соответствующая колебаниям молекулы CdS сместилась (296см^{-1}). Следовательно, в таких пленках C₆₀-CdS происходит перенос заряда от сульфида кадмия к фуллерену, но наличие исходной пинч-моды (1468см^{-1}) указывает на присутствие и незаряженных молекул C₆₀. В третьей группе наличие моды 1457см^{-1} позволяет заключить, что в данной пленке молекулы фуллерена двукратно заряжены. Так же следует отметить, что в образцах группы б) и в) наблюдается расщепление четырехкратно вырожденной моды C₆₀ (706см^{-1}), так как при взаимодействии C₆₀ и

CdS происходит снижение симметрии молекулы фуллера. Таким образом, анализ рамановских спектров показал наличие переноса заряда от CdS к C60.

В работе были экспериментально получены и исследованы спектры фотолюминесценции. В нашей работе мы исследовали спектры фотолюминесценции тонких пленок на подложках CaF2 и Si. Подложка CaF2 является полярной, т.е. оказывает ориентационное воздействие на пленку при ее росте. В спектре пленки, полученной на такой подложке (рис. 3а), наблюдаются два пика, которые соответствуют люминесценции CdS (590 нм) и люминесценции C60 (750 нм).

а)



б)

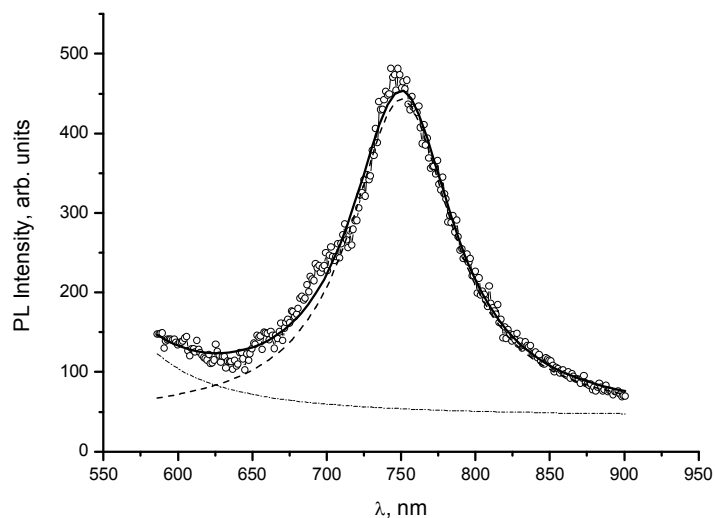


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции: а) спектр фотолюминесценции образца на подложке CaF2; б) спектр фотолюминесценции образца на подложке Si

Таким образом, данная пленка состоит из крупных кристаллов CdS и C60. Кремневая подложка инертна и не оказывает ориентационного влияния на рост пленки. В спектре пленок на Si (рис. 3б) отсутствует люминесценция, соответствующая чистому сульфиду кадмия CdS. Эти данные можно объяснить, предположив, что свет, поглощенный наночастицами CdS приводит к переносу носителей на C60 и росту люминесценции фуллера C60. Дополнительные пики излучения (700, 650 нм) могут отвечать уровням дефектов на границе раздела C60CdS.

Изучение спектров фотолюминесценции показало, что на полярных и инертных подложках при использовании той же шихты формируются композитные тонкие пленки различной структуры и состава. Это свидетельствует о том, что при напылении пленок методом квазизамкнутого объема важную роль играют процессы самоорганизации, что позволяет управлять свойствами получаемых нанокompозитных материалов.

Получить более точное представление о структуре композитных тонких пленок C60-CdS позволяет атомно-силовая микроскопия. Исследование морфологии поверхности пленок методом атомно-силовой микроскопии показало, что пленки представляют собой поликристалл с размерами кристаллитов порядка 200–300 нм. Электросиловая микроскопия проводилась в 2-х режимах. Сначала к сканирующему зонду было приложено положительное напряжение, а потом отрицательное. Электросиловая микроскопия выявила в пленках наличие потенциального рельефа, отличного от топографического. Таким образом, эти данные хорошо согласуются с результатами оптической спектроскопии, и еще раз подтверждают, что в композитных тонких пленках C60-CdS существуют нанометровые области между которыми происходит перенос заряда от CdS к C60.

Заключение

В данной работе впервые была исследована возможность создания объемного гетероперехода на основе C60-CdS. Для этого была разработана технология напыления композитных пленок C60-CdS в квазиравновесных условиях. Экспериментально были получены спектры образцов и проведен их анализ. Результаты оптической, рамановской спектроскопии и АСМ показали существование переноса заряда с CdS на C60 и в некоторых образцах фуллерен может принимать два электрона, т.е. становится двукратно заряженным (C60²⁻). Доказано формирование донорно-акцепторного молекулярного гетероперехода, что показывает перспективность использования композитных пленок C60-CdS и гибридных структур в качестве фотоэлементов.

Литература

1. Xue J., Rand B.P., Uchida S., Forrest S.R. A hybrid Planer Mixed Molecular Heterojunction Photovoltaic Cell // *Adv. Mater.* – 2005. – Vol.17. – №1. – P. 66–71.
2. Saito S., Oshiyama A. // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 66. – P. 1350.
3. Peumans P., Yakimov A., Forrest S.R. Small molecular weight organic thin-film photodetectors and solar cells // *J. Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 93. – P. 3693–3723.
4. Батырев А.С., Бисенгалиев Р.А., Ботов О.Э. Исследование экситонной структуры в спектрах фотопроводимости кристаллов CdS.// *ФТТ.* – 1998. – Т.40. – В.5. – С. 941–945.

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ СТЕКЛОКЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Э.И. Агеев, Н.В. Иванова

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.П. Вейко

Рассмотрены принципы и современное состояние дел в области лазерно-индуцированной модификации фотоструктурируемых стеклокерамик. Предложена концепция создания оптической памяти на основе фазовых переходов в фотоструктурируемой стеклокерамике, индуцированных лазерным воздействием.

Ключевые слова: фемтосекундный лазер, фотоситалл, стеклокерамика, оптическая память

Введение

Фотоситаллы или фотоструктурируемые стеклокерамики (ФС) представляют собой подкласс традиционных стеклокерамических (СК) материалов, в которых можно локально управлять структурно-фазовыми изменениями посредством фотовозбуждения, которое является более предпочтительным, чем термическая обработка. Несмотря на применение термической обработки, преобразования материала происходят строго на участках, подвергшихся предварительному облучению. Физические и химические свойства, изменением которых можно последовательно управлять посредством предварительной экспозиции, включают в себя, например, оптическое пропускание, сопротивление материала и восприимчивость к химическому травлению.

В последние годы интерес к ФС поддерживается на высоком уровне в связи с исследованиями, продемонстрировавшими широкие возможности лазерно-индуцированной модификации таких материалов на основе фазовых переходов от аморфного к кристаллическому состоянию и наоборот, что вместе с последующей операцией химического травления образовавшихся структур позволяет разрабатывать технологии по изготовлению специфических устройств, область применения которых простирается от биотехнологий [1] и оптоэлектроники [2] до аэрокосмического приборостроения [3] и создания микрореакторов [4]. Создания трехмерного изображения в матрице стекла таких материалов стало возможным с появлением нано- и фемтосекундных лазеров УФ диапазона. Создание таких лазеров позволило заменить ими УФ лампы, ранее использовавшиеся для воздействия на ионы серебра, которые играют роль центров кристаллизации в процессе формирования кристаллических структур.

Также ряд интересных приложений процессов лазерной локальной модификации ФС продемонстрирован при формировании микрооптических элементов: линзовых растров, голографических решеток и т.п. [5], причем аморфизация ФС происходит под воздействием ИК излучения CO₂-лазера [6].

Модификация ФС импульсами фемтосекундной длительности

За последние тридцать лет на Западе были разработаны 3 ФС: Fotoform, созданный Corning Glass Corporation, Corning New York, США; PEG3, синтезированный Noya Corporation of Tokyo, Япония; Foturan (Фотуран), созданный Schott Corporation of

Mainz, Германия. Фотуран – единственная ФС, которая коммерчески доступна на сегодняшний день.

Фотуран – это литий-алюмосиликатное стекло, в котором в качестве светочувствительной компоненты выступает церий в составе Ce_2O_3 (0,01–0,04 вес.%), а роль центров нуклеации играет серебро, Ag_2O (0,05–0,15 вес.%).

Лазерно-индуцированная модификация свойств СК материалов является важным и актуальным вопросом современных исследований. В основе взаимодействия лазерных импульсов фемтосекундной длительности с ФС лежат 2 механизма: резонансное и нелинейное поглощение.

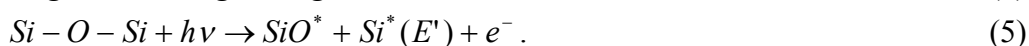
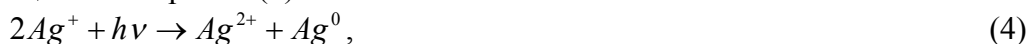
Резонансное поглощение

Фотоиницируемый процесс (формирование скрытого изображения) и последующее «закрепление» экспозиции (формирование постоянного изображения) происходит в несколько стадий [7]. После экспонирования актиничным излучением $\lambda < 350$ нм возникают фотоионизованные ионы церия, а также электроны, захватываемые примесными уровнями (дефектами) (1). Эти захватывающие (примесные) уровни соответствуют скрытому изображению и связаны с примесными дырочными центрами и центрами окраски. Затем происходит термическая обработка, чтобы преобразовать скрытое изображение в закреплённое постоянное изображение. Процесс нуклеации (зародышеобразования) происходит посредством захвата электронов примесными ионами серебра (2). В течение термической обработки кластеры атомов серебра собираются и нуклеируют, образуя кластеры Ag нанометрового размера (3). Образование кластеров металлов соответствует «закреплению» экспозиции и формированию постоянного изображения в стеклянной матрице. Затем происходит осаждение метасиликата лития на серебре.



Нелинейное поглощение

Также взаимодействие импульсов лазерного излучения фемтосекундной длительности на длине волны, лежащей вне зоны поглощения фотосенсибилизатора, происходит за счет процессов многофотонного поглощения [8]. Кроме того, возникающие ионы серебра (центры кристаллизации) могут сенсибилизировать сами себя (4), а поглощение излучения может приводить к образованию дырочных центров немостикового кислорода в стеклянной матрице, также сопровождающемуся генерацией электронов (5).



Реализация того или иного механизма нелинейного поглощения, по-видимому, определяется плотностью мощности падающего излучения [7].

Примеры

В основе создания различных устройств за счет лазерно-индуцированной модификации ФС фемтосекундными лазерными импульсами лежат следующие технологические этапы.

- (1) Облучение фемтосекундным лазером ($\lambda=290-300$ нм). Запись скрытого 3D изображения внутри стекла.
- (2) Термообработка (500–600°C). Проявление измененных областей.

- (3) Травление в плавиковой кислоте (10% раствор HF). Облученные области полностью вытравливаются, внутри стекла возникает полая 3D микроструктура.

Наиболее яркими примерами, иллюстрирующими применение данной технологии, являются работы группы RIKEN, Япония (К. Sugioka) в области разработок микроаналитических систем, включающих в себя гидравлические, оптические и др. элементы (Рис. 1).

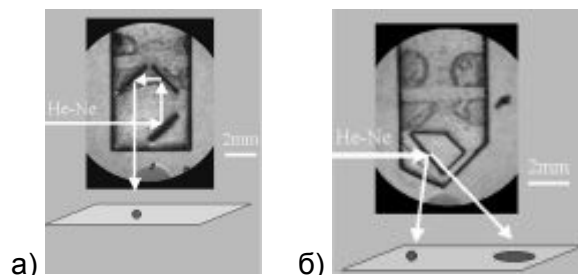


Рис. 1. Микрофотографии оптического канала (а) и делителя пучка (б), изготовленных в Фотуране (стрелками показан оптический путь) [2]

А также исследования, проводимые в Aerospace Corporation, США (Н. Helvajian), целью которых является изготовление наносателлитов и MEMS устройств (Рис. 2).

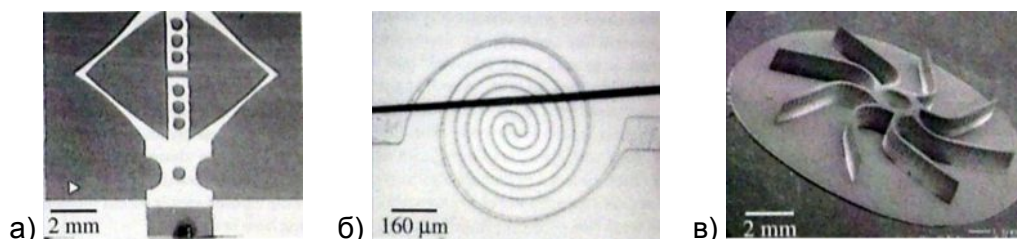


Рис. 2. Фотографии некоторых сложных структур, созданных в Фотуране: вилочная пружина (а); цилиндрическая пружина нагревательного элемента с лежащим для сравнения человеческим волосом (б); роторная турбина с лопатками (в) [7]

Оптическая память на основе фазовых переходов

Рассмотренная выше технология может быть успешно использована для разработки и создания устройств нанофотоники, скорость обработки данных в которых будет составлять порядка ТГц [9]. Что, в свою очередь, потребует появления переключателей и элементов памяти, размеры которых должны составлять порядка 10–100 нм [10], для обработки и хранения информации в устройствах нанофотоники. В качестве данных переключателей и элементов памяти могут быть использованы лазерно-индуцированные фазовые переходы в ФС.

Далее будет представлен краткий обзор современного состояния дел в области оптической памяти на основе фазовых переходов.

Оптическая память на основе фазовых переходов в халькогенидных стеклах

Фазовый переход от кристаллического к аморфному состоянию в тонких пленках широко используется для оптического хранения данных. В настоящее время в качестве сред для записи используются халькогенидные стекла, например, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST).

В оптическом диске бит информации представлен как аморфное пятно в кристаллической тонкой пленке. Лазерное излучение обеспечивает локальный нагрев освещенной области. Когда температура достигает точки плавления, кристаллический материал переходит в расплав и после остывания становится аморфным. Отражательная способность кристаллической области обычно выше, чем аморфной метки, таким образом, считывание записанной информации реализовано путем

фокусировки лазерного луча значительно меньшей мощности на метку и измерения пропускания в аморфной и кристаллической областях. В перезаписываемом оптическом диске можно стереть ранее записанный бит информации, т.е., аморфные метки, нагревая аморфный материал до температуры рекристаллизации (стеклования), используя тот же самый сфокусированный лазерный луч, но с меньшей интенсивностью, чем в случае с записью, таким образом, аморфная метка рекристаллизуется, и устраняется оптический контраст между меткой и соседними кластерами. Весь процесс может быть многократно повторен [11].

Чтобы достичь высоких скоростей передачи данных, процесс перехода фазы должен проходить за очень короткий временной интервал. Практически, скорость передачи данных в перезаписываемых носителях на основе фазовых переходов ограничена временем, необходимым для стирания (повторной кристаллизации) аморфных меток, т.к. время для создания метки (аморфизации) обычно очень мало, 30–50 нс. Также необходимо учитывать возможность частичной рекристаллизации после плавления при создании аморфной метки, что возможно, в случае если соседние слои имеют относительно низкую скорость охлаждения. Такая частичная кристаллизация снижает различия в оптических свойствах между аморфной меткой и кристаллизованным материалом, а также приводит к возникновению относительно больших нерегулярных кристаллических структур на периферии аморфных областей. Это в свою очередь увеличивает рассеивание света и, соответственно, уровень шума при считывании информации [12].

Под действием импульса фемто- и пикосекундной длительности, материал испытывает большие температурные градиенты ($\sim 10^9$ °C/м), и скорости нагревания/охлаждения достигают значения порядка 10^{10} °C/с, которые трудно реализовать другими методами. Кроме того, если длительность импульса меньше характерного времени диффузии в записываемом слое, то вся энергия импульса пойдет на повышение температуры. В этом смысле, фазовые переходы, индуцированные коротким по длительности импульсом, являются уникальными и выгодными; например, аморфные метки, созданные коротким импульсом более однородны по краям по сравнению с метками, записанными длинным импульсом (Рис. 3), что ведет к уменьшению шумов во время считывания.

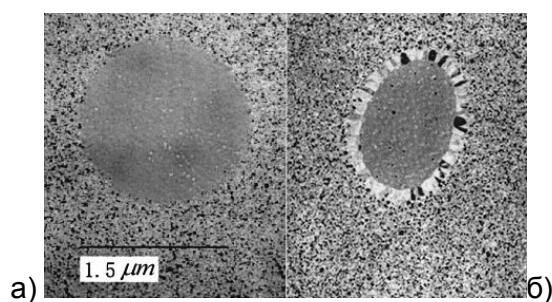


Рис. 3. Изображения аморфных меток, полученные с помощью электронного микроскопа (на просвет), для различных длительностей импульса: (а) – 510 пс, (б) – 500 нс [13]

Однако, применение фемто/пикосекундного импульса в настоящее время ограничивается стоимостью, размером и сложностью обслуживания соответствующих лазеров.

Оптическая память на основе фазовых переходов в наночастицах металлов

Концепция оптической памяти на основе фазовых переходов в наночастицах металлов также базируется на свойстве бистабильности фазового состояния и, как следствие, возникающем изменении оптических свойств среды для записи. Данный тип

памяти обладает высокими характеристиками: размером элемента порядка десятков нанометров, энергии переключения порядка фемто-джоулей и временем переключения до пикосекунд [14].

Оптическая память на основе фазовых переходов в ФС

Как показано выше, в настоящее время фемтосекундные лазеры широко используются для модификации прозрачных материалов. Благодаря процессам многофотонного поглощения, взаимодействие между лазерным излучением фемтосекундной длительности и материалом, происходит только около точки фокусировки, без взаимодействия с поверхностью. Таким образом, существует возможность локальной реверсивной записи информации (с высокой плотностью) на основе фазового перехода из аморфного состояния в кристаллическое в ФС под действием лазерного излучения.

В качестве первого этапа разработки соответствующей технологии была осуществлена одноуровневая запись фемтосекундным лазером в объеме с длительным проявлением. Образцы были получены К. Киеу, Корнельский университет, США, под руководством В.П. Вейко, СПбГУ ИТМО, Россия. В качестве источника облучения был использован фемтосекундный Ti:Sapphire лазер (длительность импульса ~ 100 фс, частота 1 кГц, средняя мощность $\sim 2\text{--}10$ мВт).

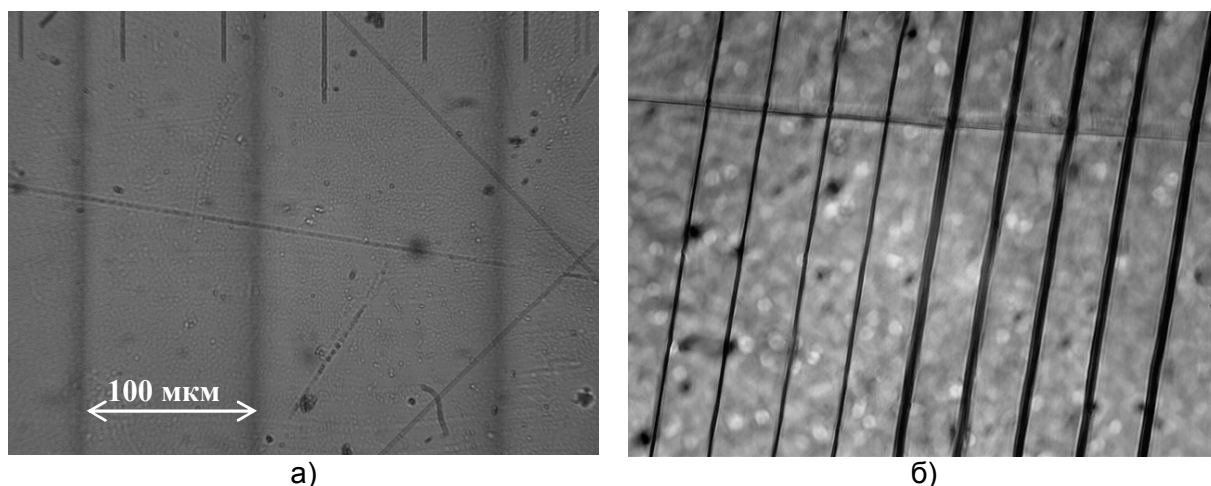


Рис. 4. Одноуровневая фемтосекундная запись в объеме: (а) ФС-1; (б) Фотуран. Кристаллизованные области являются более темными

Считывание данных, записанных подобным образом, может быть легко реализовано в рамках современных технологий компьютерных оптических дисков. Дальнейшее развитие данной технологии связано с определением минимально возможных размеров зоны воздействия и переходом к многослойной записи.

Для исключения длительного по времени этапа термопроявления необходимо создать центры поглощения на длине волны, для которой основной материал является прозрачным, т.е. осуществить локальную кристаллизацию одновременно с фемтосекундной записью информации, что позволит создать переключатели и элементы памяти, подходящие для устройств нанофотоники.

Заключение

В данной статье представлено краткое рассмотрение современного развития технологий лазерно-индуцированной модификации ФС, являющихся одними из наиболее перспективных в области реализации специальных устройств для нужд оптоэлектроники, аэрокосмического приборостроения, исследований в области

биотехнологий и др. Также предложена концепция по созданию оптической памяти на основе лазерно-индуцированных фазовых переходов в ФС.

Литература

1. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K. Microfabrication of 3D hollow structures embedded in glass by femtosecond laser for Lab-on-a-chip applications // *Applied Surface Science*. – 2005. – V. 248. – P. 172–176.
2. Cheng Y., Sugioka K., Midorikawa K., Masuda M., Toyoda K., Kawachi M., Shihoyama K. Three-dimensional micro-optical components embedded in photosensitive glass by a femtosecond laser // *Optics Letters*. – 2003. – V. 28. – №13 – P. 1144–1146.
3. Fuqua P., Janson S.W., Hansen W.W., Helvajian H. Fabrication of true 3D microstructures in glass/ceramic materials by pulsed UV laser volumetric techniques // *Proceeding SPIE*. – 1999. – V. 3618. – P. 213–219.
4. Dietrich T.R., Freitag A., Scholz R. Production and characteristics of microreactors made from glass // *Chem. Eng. Technol.* – 2005. – V. 28. – №4. – P. 1–7.
5. Veiko V.P., Kieu Q.K., Nikonorov N.V. Laser modification of glass-ceramics structure and properties: a new view to traditional materials // *Proceeding SPIE*. – 2004. – V. 5662. – P. 119–128.
6. Veiko V.P., Kostyuk G.K., Nikonorov N.V., Rachinskaya A.N., Yakovlev E.B., Orlov D.V. Fast and reversible phase-structure modifications of glass-ceramic materials under CO₂-laser action // *Proceeding SPIE*. – 2007. – V. 6606. – P. 66060Q-1–66060Q-10.
7. Livingston F.E., Helvajian H. Photophysical processes that lead to ablation-free microfabrication in glass-ceramic materials // *3D laser microfabrication. Principles and Applications*. – Weinheim. – WILEY-VCH. – 2006. – P. 287–339
8. Livingston F.E., Adams P.M., Helvajian H. Influence of cerium on the pulsed UV nanosecond laser processing of photostructurable glass ceramic materials// *Applied Surface Science*. – 2005. – V. 247. – P. 526–536.
9. Zia R., Schuller J.A., Chandran A., Brongersma M.L. Plasmonics: the next chip-scale technology // *Materials Today*. – 2006. – V. 9. – P. 20–27.
10. Baba T. Photonic Crystals: Remember the light // *Nature Photonics*. – 2007. – V. 1. – P. 11–12.
11. Kieu K., Narumi K., Mansuripur M., Investigation of crystallization and amorphization dynamics of phase-change thin films by subnanosecond laser pulses // *Applied Optics*. – 2006. – V. 45. – Issue. 30 – P. 7826–7831.
12. Yamada N., Ohno E., Nishuichi K., Akahira N., Rapid phase transition of GeTe-Sb₂Te₃ pseudobinary amorphous thin films for an optical disk memory// *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69. Issue 5. – P. 2849–2856.
13. Peng C., Mansuripur M. Amorphization Induced by Subnanosecond Laser Pulses in Phase-Change Optical Recording Media // *Applied Optics*. – 2004. – V. 43. – Issue. 22– P. 4367–4375.
14. Денисюк А.И. Оптическая память на основе фазовых переходов в наночастицах металлов // *Проблемы когерентной и нелинейной оптики*. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2008. – С. 52–58.

ВЛИЯНИЕ ОБЕСЦВЕЧИВАНИЯ НА СВОЙСТВА ОБЪЕМНЫХ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ СИЛИКАТНОГО ФОТО-ТЕРМО-РЕФРАКТИВНОГО СТЕКЛА

А.С. Златов, И.О. Чёпоров

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Н.В. Никоноров

Проведено обесцвечивание объемных фазовых голограмм на основе фото-термо-рефрактивного (ФТР) стекла. Показано влияние обесцвечивания на характеристики записанных на образцах голограмм. Проведено сравнение обесцвеченного исходного ФТР-стекла с эрбиевым ФТР-стеклом.

Ключевые слова: ФТР-стекло, голограмма, обесцвечивание

Введение

Одним из перспективных материалов для создания эффективных голограммных объемных элементов являются фото-термо-рефрактивные стекла [1]. Голограммы на этих стеклах обладают высокой дифракционной эффективностью и спектрально-угловой селективностью. Высокая термическая и оптическая прочность фото-термо-рефрактивных стекол позволяет использовать такие голограммные оптические элементы в мощных лазерных системах. Кроме этого, голограммы, зарегистрированные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью и механической прочностью и в этом отношении практически не отличаются от коммерческого оптического стекла К8.

В основе записи голограмм на фото-термо-рефрактивных стеклах лежит фото-термо-индуцированная кристаллизация стекла (рис. 1). Суть процесса заключается в следующем. Облучение стекла УФ излучением приводит к фотоионизации Ce^{3+} , освободившийся электрон посредством сурьмы захватывается ионом серебра с образованием нейтрального атома серебра. На этой стадии показатель преломления еще не изменен, и эффективность голограммы составляет менее 0.01%. Последующая термическая обработка приводит к росту коллоидного серебра и выделению в объеме стекла микрокристаллов NaF и $NaBr$. В результате фото-термо-индуцированной кристаллизации происходит изменение показателя преломления на величину $\sim 10^{-4}$, что достаточно для получения 100% дифракционной эффективности в образце с толщиной порядка 1 мм. Благодаря тому, что этот процесс является необратимым, отсутствует стирание изображения в процессе считывания, а также нет ограничений на время жизни объемной фазовой голограммы. Однако наличие широкой полосы поглощения коллоидного серебра в районе 410–450 нм, а также рассеяние на микрокристаллической фазе, ограничивают применения этого материала в видимом диапазоне спектра. Эти факторы существенно ограничивают применение голограмм в видимом диапазоне спектра.

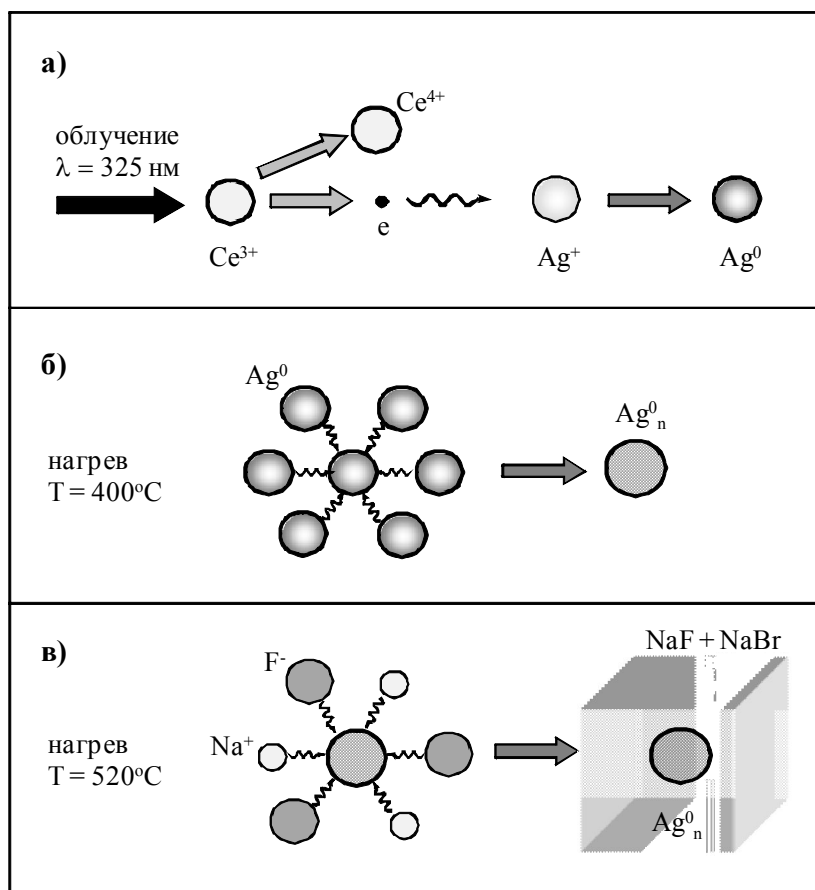


Рис. 1. Фото-термо-индуцированная кристаллизация стекла: а) фотоионизация церия УФ излучением с образованием свободных электронов, захват электронов ионами серебра и образование атомарного серебра; б) образование коллоидного серебра при нагревании облученного стекла (480°C); в) рост микрокристаллов NaF на коллоидных центрах при 520°C

В настоящей работе было произведено обесцвечивание объемных фазовых голограмм на исходном и эрбиевом ФТР-стеклах импульсным лазером, работающим на второй гармонике неодима (532 нм). В работе были проведены исследования свойств объемных фазовых голограмм до и после их обесцвечивания, установлены изменения основных характеристик. Также проведено сравнение исходного ФТР-стекла с обесцвеченным.

Объект исследования и эксперимент

В работе были исследованы цинк-алюмосиликатные стекла с большим содержанием фтора, активированные ионами церия, серебра и сурьмы. Стекла были синтезированы в кварцевых тиглях при температуре 1500°C из реактивов марки ОСЧ.

Запись голограмм производилась He-Cd лазером на длине волны 325 нм по симметричной двулучевой схеме. Термообработка образцов проводилась при $T=520^\circ\text{C}$.

Обесцвечивание образцов производилось импульсным Nd^{3+}YAG -лазером, работающим на второй гармонике, на длине волны 532 нм .

Схема установки для тестирования голограмм представлена на рис. 2. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер, работающий на длине волны 633 нм , с коллимирующей оптической системой. Исследуемый образец с голограммой находился на поворотном столике, управляемом с компьютера и обеспечивающего шаг разворота 10^{-5} рад. Измерялась зависимость интенсивности прошедшего и

дифрагированного пучка в зависимости от угла поворота столика. Полученные данные обрабатывались и захватывались с помощью программного пакета LabView 5.

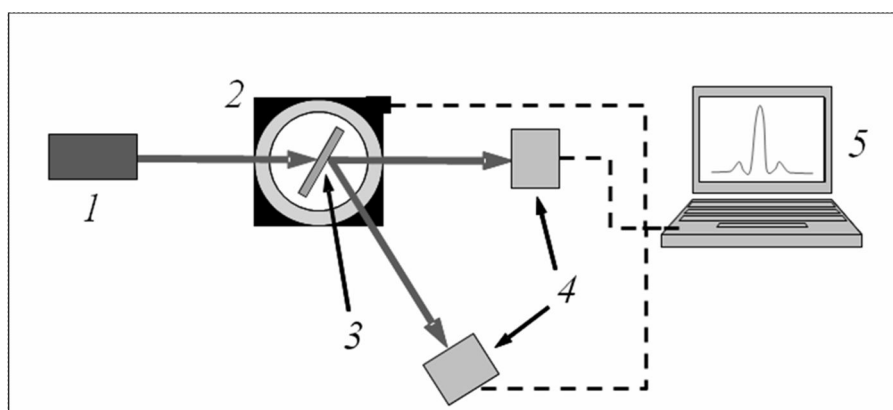


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для тестирования голограмм: 1 – He-Ne лазер; 2 – поворотный столик; 3 – исследуемый образец с голограммой; 4 – фотоприемники; 5 – компьютер

Как известно [2], зависимость дифракционной эффективности (ДЭ) пропускающих трехмерных фазовых голограмм от амплитуды модуляции показателя преломления носит осциллирующий характер – $\eta = \sin^2 \varphi_1$, где $\varphi_1 = \pi n_1 T / (\lambda \cos \theta_0)$; n_1 – амплитуда модуляции показателя преломления; T – толщина среды; λ – длина волны восстанавливающего излучения в воздухе; θ_0 – угол падения восстанавливающего пучка на голограмму в среде. При этом при $\varphi_1 = k\pi \pm \arcsin \sqrt{\eta}$ (где $k = 1, 2, 3, \dots$) в условиях Брэгга достигаются одинаковые ДЭ и для выбора « k », т.е. однозначного определения φ_1 , использовалось сопоставление формы расчетного контура угловой селективности с экспериментально измеренной [3].

Результаты и обсуждения

Обесцвечивание импульсным Nd^{3+}YAG -лазером образцов ФТР-стекло, содержащих ионы эрбия, так и без них, позволило практически полностью убрать полосу коллоидного серебра. Установлено, что обесцвечивание голограмм приводит к изменению контура угловой селективности. Как видно из рис. 3, контур угловой селективности становится значительно симметричнее и голограмма из амплитудно-фазовой становится чисто фазовой. В тоже время, обесцвечивание приводит к увеличению значения амплитуды модуляции показателя преломления голограммы, что приводит к изменению формы контура угловой селективности и значения дифракционной эффективности голограммы. Причем в ФТР-стекле, не содержащем эрбия, контур угловой селективности и значения дифракционной эффективности изменяются сильнее, чем в ФТР-стекле, активированном ионами эрбия.

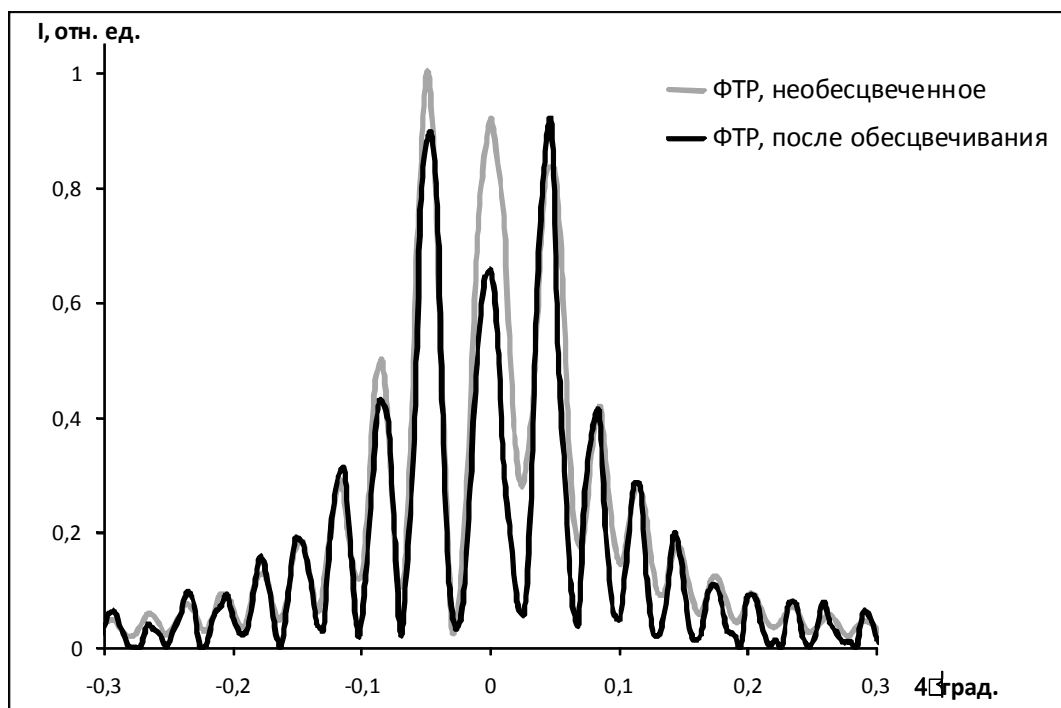


Рис. 3. Контур угловой селективности ФТР-стекла до обесцвечивания и после

Значение дифракционной эффективности может достаточно сильно изменяться в результате обесцвечивания, что необходимо учитывать при записи и термообработке исходных голограмм. Кроме этого обесцвечивание приводит к увеличению максимального значения амплитуды модуляции показателя преломления. Описанная технология обесцвечивания позволяет использовать голограммы на ФТР стеклах не только в ИК диапазоне, но также и в видимом.

Выводы

В результате обесцвечивания получено значительное уменьшение поглощения полосы коллоидного серебра в ФТР-стекле. Установлено, что обесцвечивание приводит к увеличению максимального значения амплитуды модуляции показателя преломления и к изменению значения дифракционной эффективности. Контур угловой селективности обесцвеченной голограммы становится более симметричным. Это позволяет использовать голограммы на ФТР-стекле для видимого диапазона спектра.

Литература

1. Кучинский С.А., Никоноров Н.В., Паньшева Е.И., Савин В.В., Туниманова И.В. Свойства объемных фазовых голограмм на мультиспектральных стеклах // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т. 70. – № 6. – 1296 с.
2. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating // Bell Syst. Techn. J. – 1969. – Vol. 48. – №9. – P. 2909–2947.
3. Андреева О.В., Корзинин Ю.Л., Назаров В.Н., Гаврилюк Е.Р., Курсакова А.М. Дифракционная эффективность серебросодержащих голограмм на пористых стеклах в красной и ИК областях спектра // Оптический журнал. – 1997. – Т. 64. – №4. – 142 с.

СВЕТОФИЛЬТРЫ С ПОЛНЫМ ВНУТРЕННИМ ОТРАЖЕНИЕМ ДЛЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

А.С. Сырнева

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Научный руководитель – д.т.н., профессор В.В. Чесноков

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Разрабатываемый светофильтр с нарушенным полным внутренним отражением является микромеханическим устройством и содержит две кремниевые призмы, между гипотенузными гранями которых расположена плоская кремниевая пластинка. Кремниевая пластинка является резонатором Фабри-Перо, зеркалами которого служат зазоры h_1 между пластиной и поверхностями призм.

Ключевые слова: светофильтр, кремниевая призма, нарушенное полное внутреннее отражение, резонатор Фабри-Перо

1. Введение

Электромагнитные волны терагерцового диапазона (100ГГц...100ТГц) отражаются и поглощаются металлами, но они проникают через пластмассы, бумагу, сухую древесину. Излучение можно использовать в тех же применениях для просвечивания предметов, где сейчас используется рентген, однако, в отличие от рентгеновских лучей, Т-лучи не опасны, поскольку не производят ионизацию среды и повреждение биомолекул. Терагерцовые частоты примерно соответствуют колебательным частотам молекул. Отраженные, поглощенные в среде или прошедшие сквозь нее терагерцовые волны несут в себе богатейшую информацию об объекте. Все это определяет потенциально широкий спектр применения этого излучения.

Исследования в области создания фильтров излучения проводятся. Так, в [1], рассматривается интерферометр Фабри-Перо с сетчатыми зеркалами с разрешением от 600 до 2200 при свободной спектральной области до $6,3 \cdot 10^{-2}$ в диапазоне длин волн 30...120 мкм. Сетчатые интерферометры давно используются в дальнем инфракрасном и миллиметровом диапазонах электромагнитных волн.

2. Принцип работы разрабатываемого устройства

Схема рассматриваемого варианта светофильтра с нарушенным полным внутренним отражением изображена на рис. 1. Две кремниевые призмы I и II наложены друг на друга гипотенузными гранями; между ними расположена плоская кремниевая пластинка толщиной h , которая отделена от призм зазорами h_1 . Зазор задается прокладкой, расположенной по периметру гипотенузной грани. Кремниевая пластинка является резонатором Фабри-Перо, зеркалами которого служат зазоры h_1 . Угол падения θ_0 излучения на гипотенузную грань кремниевой призмы равен 23° (т.е. больше угла полного внутреннего отражения) [2].

На рис. 2 показаны рассчитанные спектры пропускания светофильтров для S и P – поляризаций падающего излучения, полученные при условии отсутствия поглощения в материале светофильтра.

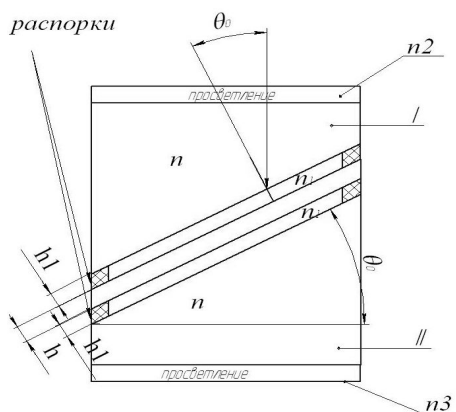


Рис. 1. Схема фильтра терагерцового диапазона с НПВО

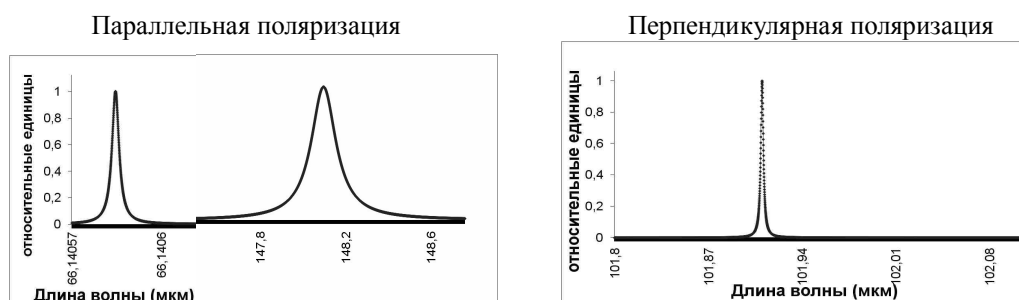


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания от длины волны

Разрешение светофильтра составит $R \approx 1,5 \cdot 10^3$ при $h_1 = 50$ мкм и $R \approx 3 \cdot 10^5$ при $h_1 = 100$ мкм при толщине кремниевой пластинки $h = 65$ мкм и длине волны $\lambda = 100$ мкм; свободная спектральная область $\Delta\lambda/\lambda \approx 0,3 \dots 0,4$, пропускание в максимуме спектральной характеристики 0,6 (при условии просветления входной и выходной катетных граней кремниевых призм).

При создании фильтра мы столкнулись с проблемой подбора необходимого материала с нужным показателем преломления для. В терагерцовом диапазоне набор относительно прозрачных материалов, пригодных служить оптическими элементами, весьма ограничен. К таким материалам относятся, например, полипропилен, полистирол, тефлон, полиэтилен, кремний, германий [3]. В последней работе приведены данные об отражении и поглощении излучения, нормально падающего на 100-микронную кремниевую и германиевую пластинки высокой чистоты.

В ходе нашего исследования проведено экспериментальное изучение спектров пропускания двух образцов кремния разных марок: образец А1 толщиной 10^4 мм и А2 – толщиной 65 мкм. Образец А1 представляет собой две кремниевые призмы, склеенные в кубик, а образец А2 – пластинку. Получены зависимости пропускания образцов от длины волны. На рис. 3 показаны спектры пропускания образца А1, на рис. 5 – экспериментально определенные и рассчитанные спектры пропускания образца А2.

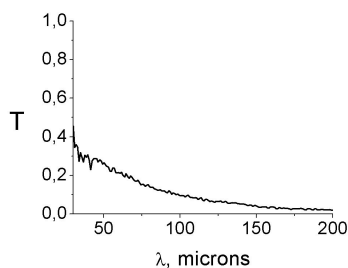


Рис. 3. График зависимости пропускания от длины волны для образца А1

Как видно из графика на рис. 4, характер кривой $\tau(\lambda)$ практически монотонный, что свидетельствует об отсутствии интерференции световых потоков, отраженных от границ пластинки образца. Потому ослабление излучения, проходящего через образец, можно выразить законом Бугера, в который введен множитель, характеризующий френелевское отражение от поверхностей образца:

$$T = (1 - R)^2 \cdot \exp(-\chi z), \quad (1)$$

где T – пропускающая способность излучения; χ – коэффициент поглощения излучения средой; z – длина пути излучения в среде; $R = \left(n - \frac{1}{n}\right)^2$ – коэффициент френелевского отражения излучения при нормальном падении на поверхность; n – показатель преломления вещества пластины.

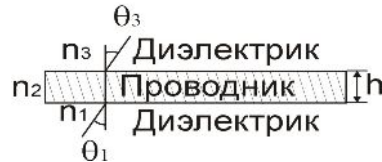


Рис. 4. Поглощающая пленка, расположенная между двумя диэлектрическими средами

Излучение ослабнет в среде в $e \approx 2,73$ раз, пройдя расстояние $l = 1/\chi$.

Получим l :

$$l = -z / \ln \left[T \cdot (1 - R)^{-2} \right]. \quad (2)$$

Из графика на рис. 3 определим на длине волны $\lambda = 100$ мкм при толщине образца $z = 10$ мм, показателе преломления $n = 3,4$ значение $l = 12,33$ мм.

В работе [4] приведено выражение, связывающее электропроводность σ среды и ослабление излучения в среде:

$$\sigma = \varepsilon_0 \cdot c \cdot n \cdot l^{-1}, \quad (3)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; c – скорость света.

Для образца А1 получим: $\sigma = 0,73 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ (на длине волны $\lambda = 100$ мкм).

График пропускания излучения образцом А2 (рис. 5), построенный по результатам измерений, содержит примерно периодически расположенные максимумы и минимум, положение максимумов не соответствует правилу, в соответствии с которым по толщине пластинки должно укладывается целое число полуволен. Это может являться следствием поглощения излучения в образце и возникновения дополнительных фазовых сдвигов при отражении излучения на границах раздела.

Для анализа интерференционной картины воспользуемся подходом, изложенным в [5]. Показатель преломления поглощающего вещества представляется в комплексной форме:

$$\hat{n}_2 \cos \theta_2 = u_2 + iv_2, \quad (4)$$

где \hat{n}_2 – комплексный показатель преломления пластинки; θ_2 – угол преломления; u_2, v_2 – вещественные величины.

На рис. 4 показана схема прохождения излучения через пластинку и принятая система обозначений величин, относящихся к средам, которые проходит излучение.

Удобно принять, что $\hat{n}_2 = n_2(1 + ik_2)$; после преобразований получим [2]:

$$\begin{aligned} 2u_2^2 &= n_2^2(1 - k_2^2) - n_1^2 \sin^2 \theta_1 + \sqrt{\left[n_2^2(1 - k_2^2) - n_1^2 \sin^2 \theta_1 \right]^2 + 4n_2^4 k_2^2}, \\ 2v_2^2 &= -\left[n_2^2(1 - k_2^2) - n_1^2 \sin^2 \theta_1 \right] + \sqrt{\left[n_2^2(1 - k_2^2) - n_1^2 \sin^2 \theta_1 \right]^2 + 4n_2^4 k_2^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где n_1, n_2 – коэффициенты преломления воздуха и кремниевой пластинки; k_2 – показатель затухания излучения в пластинке; θ_1 – угол падения на границу воздух-кремний.

Показатель затухания связан с электропроводностью σ образца выражением:

$$\kappa = \sigma \cdot \lambda_0 (c \cdot n^2)^{-1}. \quad (6)$$

При условии, когда электрический вектор электромагнитной волны перпендикулярен плоскости падения (ТЕ волна):

$$\rho_{12}^2 = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - u_2)^2 + v_2^2}{(n_1 \cos \theta_1 + u_2)^2 + v_2^2}, \rho_{23}^2 = \frac{(n_3 \cos \theta_3 - u_2)^2 + v_2^2}{(n_3 \cos \theta_3 + u_2)^2 + v_2^2}, \quad (7)$$

где ρ_{12}, ρ_{23} – амплитуды комплексных коэффициентов отражения;

$$\tau_{12}^2 = \frac{(2n_1 \cos \theta_1)^2}{(n_1 \cos \theta_1 + u_2)^2 + v_2^2}, \tau_{23}^2 = \frac{4(u_2^2 + v_2^2)}{(n_3 \cos \theta_3 + u_2)^2 + v_2^2}, \quad (8)$$

где τ_{12}, τ_{23} – амплитуды комплексных коэффициентов пропускания;

$$\text{tg} \varphi_{12} = \frac{2v_2 n_1 \cos \theta_1}{u_2^2 + v_2^2 - n_1^2 \cos^2 \theta_1}, \text{tg} \varphi_{23} = \frac{2v_2 n_3 \cos \theta_3}{u_2^2 + v_2^2 - n_3^2 \cos^2 \theta_3}, \quad (9)$$

где $\text{tg} \varphi_{12}, \text{tg} \varphi_{23}$ – изменения фазы волны на границах образца.

При нормальном падении формулы (7)–(9) справедливы как для ТЕ волны, так и для ТМ волны (электрический вектор параллелен плоскости падения).

Обозначим изменение фазы волны при прохождении «пустого» зазора шириной, равной толщине пластинки как:

$$\eta = 2\pi h \lambda_0^{-1}, \quad (10)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме; h – толщина кремниевой пластинки.

Пропускание поглощающей пластинки с учетом интерференционных эффектов выражается формулой [2]:

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} \times \frac{\tau_{12}^2 \tau_{23}^2 \exp(-2v_2 \eta)}{\exp(2v_2 \eta) + \rho_{12}^2 \rho_{23}^2 \exp(-2v_2 \eta) + 2\rho_{12}^2 \rho_{23}^2 \cos[\varphi_{12} + \varphi_{23} + 2u_2 \eta]}. \quad (11)$$

На рис. 5 приведены зависимости пропускания кремниевой пластинки толщиной 65 мкм от длины волны, полученные расчетом по формулам (5)–(11) (кривые *a, б, в*) и построенные по результатам измерений (кривая *г*). Графики *a, б, в* получены для значений $\sigma = 0, \sigma = 3,5 \cdot 10^{11}$ и $\sigma = 3,5 \cdot 10^{12}$, соответственно.

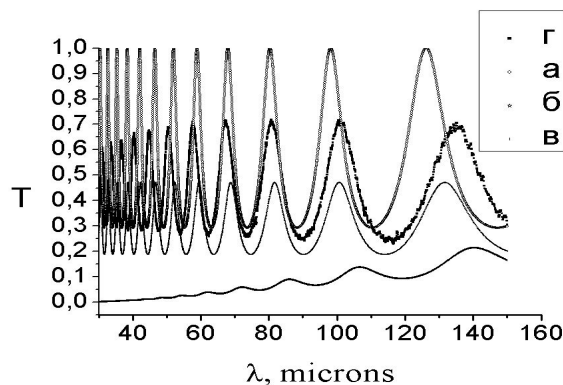


Рис. 5. Зависимость пропускания от длины волны, рассчитанная теоретически и измеренные экспериментально для образца А2

Как видно из рис. 5, положение максимумов теоретических кривых по мере увеличения электропроводимости σ рассогласуется с экспериментальной кривой в сторону более длинных волн.

Анализ выражения (11), с использованием которого построены теоретические кривые рис. 5, позволяет сделать вывод, что указанное рассогласование определяется увеличением относительной роли членов, содержащих величину ν_2 (7), с увеличением электропроводимости образца. Можно предположить, что совпадение при некотором значении длины волны λ_0 положения максимумов экспериментальной и теоретической кривых означает примерное равенство электропроводимости образца параметру теоретической кривой. Из рис. 5 видно близкое расположение максимумов экспериментальной кривой и теоретической кривой с параметром $\sigma = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ на длине волны $\lambda_0 = 100 \text{ мкм}$.

Можно принять, что на длине волны излучения $\lambda_0 = 100 \text{ мкм}$ электропроводимость образца равна: $\sigma = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} = 3,5 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot \epsilon_0 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1} = 40 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$

Используя (3), l :

$$l = \epsilon_0 \cdot c \cdot n \cdot \sigma^{-1}. \quad (12)$$

Получим $l = 2,26 \cdot 10^{-4} \text{ м}$.

3. Заключение

Разработана методика оценки поглощающих свойств материалов в терагерцовом диапазоне излучения по зависимости пропускания образцов от длины волны излучения. Проведены измерения поглощения кремниевых и показано, что для использования, в фильтрах терагерцового диапазона необходим более высокоомный кремний.

Литература

1. 2005 Joint 30th Intl. Conf. on Infrared and Millimeter Waves & 13th Intl. Conf. on Terahertz Electronics.
2. Чесноков В.В. Расчетные характеристики узкополосного фильтра терагерцового диапазона спектра / В.В. Чесноков, Е.Н. Чесноков, А.С. Сырнева. // Сб. матер. III Междунар. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск. – 2007. – Т.4. – Ч.1. – С. 214–220.
3. Герасимов В.В., Князев Б.А. и др. Препринт/ Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СОРАН.
4. Матвеев А.Н. Оптика: Учебное пособие для физ. спец. вузов / А.Н. Матвеев. – М.: Высшая школа. – 1985. – 351 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы Оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Наука. – 1973. – 721 с.

НЕПАРАКСИАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕ-ВОЛНЫ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ ПО ПОЛЮ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Е.В. Сысова

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор С.А. Козлов

В данной статье исследуется непараксиальная динамика пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ-поляризованной световой волны в диэлектрической среде с кубичной по полю нелинейностью вида пучка. Приближенное непараксиальное решение позволяет исследовать самоотраженное излучение.

Ключевые слова: световые волны, самофокусировка, непараксиальное приближение, самоотражение

Введение

Самофокусировка света в средах с положительной нелинейностью показателя преломления представляет собой классическое явление нелинейной оптики, основные особенности которого уже хорошо изучены [1–3]. В настоящее время к этому явлению опять привлечено значительное внимание в связи с практическими задачами предельной локализации световых полей, например, в лазерной литографии при создании все меньших размеров вычислительных устройств [4].

В данной работе пространственная локализация светового излучения при его самофокусировке в поперечные размеры, соизмеримые и меньшие длины волны, изучается на основе спектрального подхода, в рамках которого выводятся и решаются уравнения динамики пространственных спектров излучения [5]. Преимущества такого подхода перед полевым (в котором изучаются решения уравнений динамики поля световой волны) при изучении однонаправленной эволюции спектров непараксиального монохроматического излучения были продемонстрированы в работе [6], а непараксиальных световых волн из малого числа колебаний в [7]. В работе [8], впервые получены аналитические решения нелинейных уравнений динамики пространственного спектра непараксиального монохроматического излучения. В настоящей статье особое внимание обращено на изучение данных решений, описывающие как сверхуширение пространственного спектра в нелинейной среде, так и возможную генерацию при этом обратного излучения. Особое внимание обращено на исследование зависимости обратной волны спектрального излучения в зависимости от выбора начальных условий. Рассмотрено два вида первоначального распределения спектра, заданного Гауссовой и ступенчатой функциями. Результаты представлены в виде итоговых формул, графиков и выводов.

Уравнение непараксиальной динамики пространственного спектра и его нормировка

С помощью итерационного метода в работе [8] найдено аналитическое решение уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра монохроматической ТЕ-волны с кубичной по полю нелинейностью, которое в двухитерационном приближении принимает вид:

$$\begin{aligned}
 G(k_x, z) &= G_{\text{лин}}(k_x, z) + \mu G_1(k_x, z) = \\
 &= C_{1\text{лин}}(k_x) e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \left[C_{1\text{нл}}(k_x) e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + C_{2\text{нл}}(k_x) e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} + F(k_x, z) \right], \quad (1)
 \end{aligned}$$

где k_x – пространственная частота; ось Z – выделенное направление, вдоль которого распространяется излучение; $G_{1\text{лин}}(k_x, z) = C_{1\text{лин}}(k_x)e^{i\sqrt{1-k_x^2}z}$ – линейное решение однородного уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра, выбранное в качестве начального итерационного шага; $\mu = \frac{3\omega^2}{4\pi}\chi G_0^2$ – нелинейная добавка; c – скорость света в вакууме, нелинейные коэффициенты в выражении, примут вид:

$$C_{1\text{нл}}(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x) = -\frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha-k_x)C_{1\text{лин}}(\alpha-\beta)C_{1\text{лин}}(\beta)d\alpha d\beta}{-\sqrt{1-k_x^2}-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}} + C_1(k_x, 0), \quad (2)$$

$$C_{2\text{нл}}(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x) = \frac{1}{2\sqrt{1-k_x^2}} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha-k_x)C_{1\text{лин}}(\alpha-\beta)C_{1\text{лин}}(\beta)d\alpha d\beta}{\sqrt{1-k_x^2}-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}} + C_2(k_x, 0), \quad (3)$$

$$F(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x, z) = \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1\text{лин}}^*(\alpha-k_x)C_{1\text{лин}}(\alpha-\beta)C_{1\text{лин}}(\beta)e^{i(-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2})z}d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1-k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1-(\alpha-k_x)^2}+\sqrt{1-(\alpha-\beta)^2}+\sqrt{1-\beta^2}\right)^2}. \quad (4)$$

Из полученного решения для спектра световой волны (1)–(4) несложно получить и выражение ее электрического поля $E(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(k_x, z)e^{ik_x z} dk_x$. Однако даже будучи линеаризованным, относится к классу интегро-дифференциальных уравнений.

Итерационное решение в непараксиальном приближении

Воспользуемся разложением экспоненциальной функции в ряд Тейлора, получим приближенное выражение вида:

$$e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} \approx 1 + i\sqrt{1-k_x^2}z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)z^2 \quad \text{и} \quad e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} \approx 1 - i\sqrt{1-k_x^2}z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)z^2,$$

при $k_x \in (-\infty, \infty)$. Как видно из полученных выражений (2)–(4), решение дифференциального уравнения содержит секулярный член. Если волновое число стремительно приближается к единице, то даже при очень малом параметре нелинейности можно вызвать ощутимые изменения спектральной функции. Таким образом, при $k_x \rightarrow 1$ решения уравнения:

$$G(k_x, z) = C_{1\text{лин}}(k_x) + C_{1\text{лин}}(k_x)\left(i\sqrt{1-k_x^2}\right)z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)C_{1\text{лин}}(k_x)z^2 + \\ + \mu \left[C_{1\text{нл}}(k_x) + C_{1\text{нл}}(k_x)\left(i\sqrt{1-k_x^2}\right)z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)C_{1\text{нл}}(k_x)z^2 + \right. \\ \left. + C_{2\text{нл}}(k_x) - C_{2\text{нл}}(k_x)\left(i\sqrt{1-k_x^2}\right)z - \frac{1}{2}(1-k_x^2)C_{2\text{нл}}(k_x)z^2 + F(k_x, z) \right], \quad (5)$$

где $C_{1\text{нл}}(k_x)$, $C_{2\text{нл}}(k_x)$ определяются формулами (2) и (3) соответственно и как рассмотрено выше, а $F(C_{1\text{лин}}(k_x), k_x, z)$ примет вид:

$$\begin{aligned}
F(C_{1лин}(k_x), k_x, z) = & \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1 - k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2} + \\
& + \iint_{\pm\infty} i \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta i \left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)}{-\left(\sqrt{1 - k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2} z - \\
& - \frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta) \left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2 d\alpha d\beta}{-\left(\sqrt{1 - k_x^2}\right)^2 + \left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2} z^2.
\end{aligned} \quad (6)$$

Анализируя уравнения (5), в приближении $k_x \rightarrow 1$, получим выражение $[C_{1лин}(k_x) + C_{2лин}(k_x)] \rightarrow 0$. Аналитическое решение уравнения, полученное непосредственно подстановкой $k_x = 1$ в спектральное уравнение, имеет вид:

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x) + \mu \left(-\frac{1}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta \right] z^2 + A(k_x)z + B(k_x) \right). \quad (7)$$

Сравнивая полученное приближенное решение (5)–(6) с аналитическим (7) и приравнявая соответствующие члены выражения, стоящие при одинаковых степенях z , получим:

$$\begin{aligned}
z^2 : & -\frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta = \\
& = -\frac{1}{2} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta, \\
z^1 : & A(k_x) = \iint_{\pm\infty} i \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta i}{\left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2}, \\
z : & B(k_x) = \iint_{\pm\infty} \frac{C_{1лин}^*(\alpha - k_x)C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta i}{\left(-\sqrt{1 - (\alpha - k_x)^2} + \sqrt{1 - (\alpha - \beta)^2} + \sqrt{1 - \beta^2}\right)^2}.
\end{aligned} \quad (8)$$

Исследование зависимости решения в непараксиальном

Важно отметить, что следует различать область $k_x \rightarrow 1 - \varepsilon$ и область $k_x \rightarrow 1 + \varepsilon$. С учетом этого решение, полученное с помощью непараксиального приближения, может быть записано двумя различными выражениями, соответственно выражение (9) и выражение (10):

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x)e^{i\varepsilon z} + \mu e^{i\sqrt{1-\varepsilon^2}z} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - \sqrt{1-\varepsilon^2})C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta, \quad (9)$$

$$G(k_x, z) = C_{1лин}(k_x)e^{-\varepsilon z} + \mu \cdot e^{i(\sqrt{1+\varepsilon^2})z} \iint_{\pm\infty} C_{1лин}^*(\alpha - \sqrt{1+\varepsilon^2})C_{1лин}(\alpha - \beta)C_{1лин}(\beta)d\alpha d\beta. \quad (10)$$

Заметим, что при переходе волны из одной дисперсионной области в другую, происходит переход от комплексных к действительным значениям функции, а также смена направления распространения волны. Влияние прямой волны ослабевает и возникает обратное излучение, что может быть причиной коллапса световой волны при ее распространении в непараксиальном приближении с кубичной по полю нелинейностью.

Гауссово распределение в непараксиальном случае

Функция, заданная гауссовым пучком, прекрасно решает проблему интегрирования и представляет непараксиальное решение для первой области:

$$G(k_x, z) = 6e^{-9k_x^2} \sqrt{\pi} e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} \left(8e^{-3k_x^2} \pi^{\frac{5}{2}} \sqrt{3} \right), \quad (11)$$

для второй области: $G(k_x, z) = 6e^{-9k_x^2} \sqrt{\pi} e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} \left(8e^{-3k_x^2} \pi^{\frac{5}{2}} \sqrt{3} \right).$ (12)

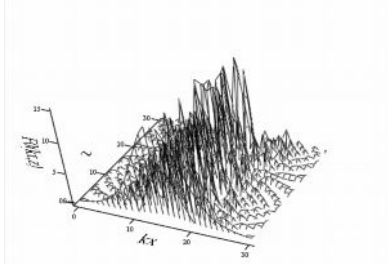


Рис. 1. График, представленный выражением (11)

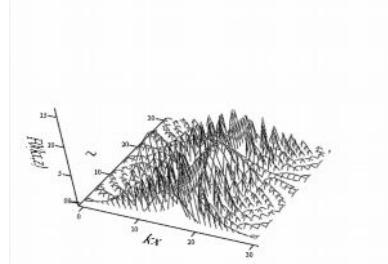


Рис. 2. График, представленный выражением (12)

Ступенчатое распределение в непараксиальном случае

Функция, имеющая ступенчатый характер распространения, значительно упрощает проблему интегрирования, получим выражения для решения, представленные соответственно выражением (13) и (14):

$$G(k_x, z) = C_0 e^{i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} (4C_0^3 k^2), \quad \text{где } |1 - \varepsilon^2| \leq k^2, \quad (13)$$

$$G(k_x, z) = C_0 e^{-i\sqrt{1-k_x^2}z} + \mu \cdot e^{ik_x z} (4C_0^3 k^2), \quad \text{где } |1 + \varepsilon^2| \leq k^2. \quad (14)$$

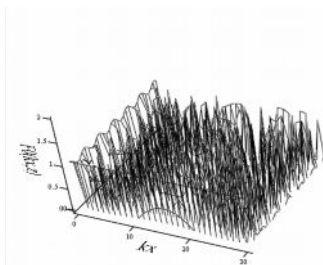


Рис. 3. График, представленный выражением (13)

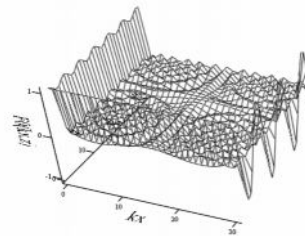


Рис. 4. График, представленный выражением (14)

Результаты

Выведенное в работе [8] уравнение позволяет анализировать нелинейную эволюцию светового излучения, пространственный спектр которого может становиться очень широким. Описание уширения пространственного спектра излучения (например, из-за самофокусировки) возможно до его ширины, сопоставимой с волновым числом. Если в спектре появляются частоты k_x , большие волнового числа, то подкоренные выражения становятся много меньше единицы и подынтегральные функции становятся действительными. Этим компонентам пространственного спектра соответствуют экспоненциально изменяющиеся вдоль оси z поля, аналогичные полям, возникающим при полном внутреннем отражении [6]. При

распространении излучения с таким сверхшироким пространственным спектром следует дополнительно анализировать возможность генерации обратной волны.

Литература

1. Аскарьян Г.А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы // ЖЭТФ. – 1962. – 42(6). – С. 1567–1570.
2. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука. – 1989. – 557с.
3. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. – Нижн. Новг: ИПФ РАН. – 1997. – 220 с.
4. Беспалов В.Г., Васильев В.Н. Информационные технологии, оптический компьютер и фотонные кристаллы // В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2000. – С. 88–109.
5. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2007. – 218 с.
6. Изъюров С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде. // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 71. – В. 11. – С. 666–670.
7. Козлов С.А., Петрошенко П.А. Самоделение импульсов из нескольких колебаний светового поля в нелинейной среде с дисперсией // Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т. 76. – №4. – С. 241–245.
8. Сысова Е.В. Итерационные решения уравнения непараксиальной динамики пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ-волны в среде с кубичной по полю нелинейностью. – Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – СПб: СПбГУ ИТМО. – Выпуск 58. – 2008. – С. 47–50.
9. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. – М.: Эдиториал УРСС. – 2000. – 424 с.
10. Основы теории колебаний: Учеб. руководство / В.В. Мигулин, В.И. Медведев, Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин; Под ред. В.В. Мигулина. – 2-е изд., перераб. – М.: Наука. – Гл. ред. физ.- мат. лит. – 1988. – 392 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ В АТМОСФЕРНОМ ВОЗДУХЕ

Е.В. Новоселов

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор В.Г. Беспалов

В работе представлены экспериментальные спектры излучения фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном с длительностью одиночного импульса 30–40 фс и энергией до 1 мДж. Исследована зависимость спектра конусного излучения спектрального суперконтинуума от угла распространения, а также при возбуждении одновременно излучением основной частоты и второй гармоники.

Ключевые слова: атмосферный воздух, оптический пробой, лазерная искра, спектр, фемтосекундный лазерный импульс

Введение

В связи с развитием техники фемтосекундных лазерных систем [1], а так же с возрастанием их мощности возник интерес к процессам, протекающим в фемтосекундной лазерной плазме (лазерная искра, оптический пробой), формируемой в газообразных и конденсированных средах при острой фокусировке излучения [2]. При длиннофокусной фокусировке лазерного излучения в газообразную среду образуется протяженная фемтосекундная лазерная искра, называемая филаментом. Филаменты используются для дистанционного зондирования атмосферы [2], также эффект может использоваться для генерации сверхкоротких импульсов с длительность вплоть до 5 фс [3–6]. Кроме того, оптический фемтосекундный пробой используется в спектроскопии в методе спектроскопии оптического пробоя (LIBS – laser-induced breakdown spectroscopy) [7].

Известно, что в фемтосекундной лазерной искре в воздухе помимо эмиссионных линий атомов и ионов газообразных компонентов воздуха, интенсивность которых слаба, генерируются спектральный суперконтинуум [8] и третья гармоника [9]. Кроме того, эмиссионные линии появляются только через 3–4 мкс, в отличие от спектрального суперконтинуума и третьей гармоники, появляющихся практически мгновенно. Целью данной работы было исследование спектров излучения в диапазоне 200–1100 нм фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном с длительностью одиночного импульса 30–40 фс и энергией до 1 мДж.

Экспериментальная установка и её характеристики

В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения в эксперименте использовалась лазерная система, состоящая из задающего генератора, стретчера, chirпирующего и удлиняющего по времени исходный импульс за счет отрицательной дисперсии, 8-ми проходowego усилителя и временного компрессора на дифракционных решетках (рис. 1). Задающий генератор (фемтосекундный лазер на кристалле сапфира с титаном «ФЕМОС-2») имел следующие параметры: полуширина спектра генерации 40 нм, длительность одиночного импульса менее 30 фс, частота следования импульсов 80 МГц, энергия одиночного импульса 1.25 нДж, средняя мощность излучения 100 мВт. Далее фемтосекундный импульс от задающего генератора попадал в стандартный двухпроходовой стретчер состоящий из дифракционной решетки 600 шт/мм, сферического зеркала и двух плоских зеркал, где растягивался по

времени приблизительно до 60 пс. Ячейка Поккельса выделяла цуг оптических импульсов с частотой следования 50 Гц (частота работы лазера накачки усилителя) из 80 МГц последовательности импульсов 60 пс длительности. После этого он попадал в многопроходовой телескопический усилитель. Синхронно на кристалл подавался импульс излучения второй гармоники лампового Nd:YAG лазера длительностью 12 нс и энергией до 14 мДж. Усиленное чирпированное излучение поступало на компрессор, состоявший из двух дифракционных решеток 600 шт/мм, где сжималось до длительности близкой к исходной.

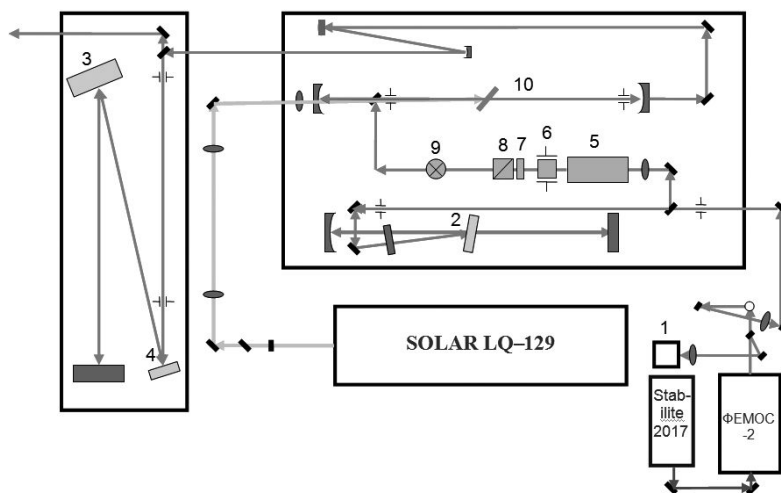


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – спектрограф; 2, 3, 4 – дифракционные решетки; 5 – изолятор Фарадея; 6 – ячейка Поккельса; 7 – полуволновая пластинка; 8 – бипризма Глана; 9 – поляризатор; 10 – кристалл сапфира с титаном

На выходе фемтосекундной лазерной системы усиленные импульсы излучения имели следующие параметры:

- длительность 30...40 фс;
- ширина спектра излучения по половинному уровню интенсивности менее 30 нм;
- энергия в одиночном лазерном импульсе ≥ 1 мДж;
- диаметр пучка на выходе из компрессора по половинному уровню интенсивности 5 мм;
- расходимость излучения не хуже 10^{-3} рад;
- частота следования импульсов 50 Гц.

Экспериментальная схема получения фемтосекундной лазерной искры в воздухе представлена на рис. 2.

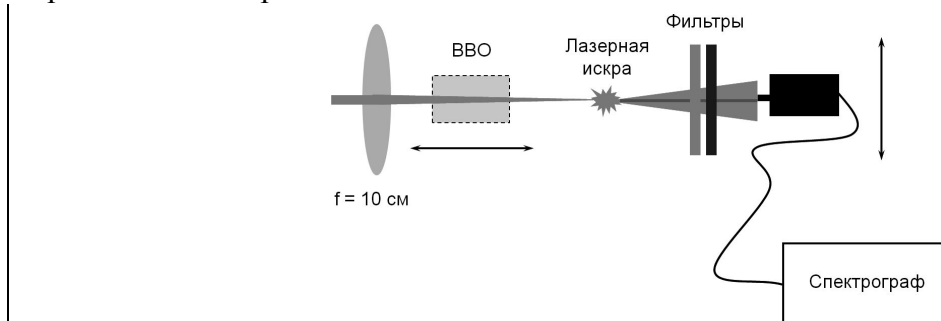


Рис. 2. Схема получения фемтосекундной лазерной искры

Излучение фемтосекундной лазерной системы фокусировалось в воздух линзой с фокусным расстоянием 10 см. За линзой помещался нелинейный кристалл ВВО толщиной 300 мкм для генерации второй гармоники, имеющий возможность перемещения вдоль оси пучка. Спектр анализировался спектрометром ASP 100 с

использованием волоконного входа. Для анализа конусного излучения спектрального суперконтинуума волоконный вход спектрометра перемещался перпендикулярно оси пучка основного излучения.

Результаты

На первом этапе изучалось излучение, образующееся при возбуждении лазерной искры только первой гармоникой лазера на сапфире с титаном ($\lambda = 800$ нм). При фокусировке излучения в воздух в фемтосекундной оптическом пробое генерируются спектральный суперконтинуум [8] и третья гармоника [9]. Внешний вид спектрального суперконтинуума приведен на рис. 3. Визуально наблюдалось синее пятно на оси пучка, соответствующее третьей гармонике, и красное кольцо вокруг него, обусловленное генерацией спектрального суперконтинуума.

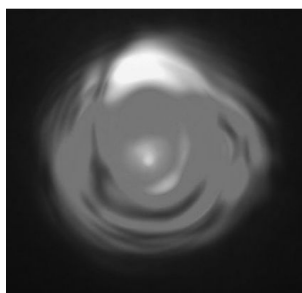


Рис. 3. Внешний вид спектрального суперконтинуума при возбуждении излучением основной частоты

Экспериментальный спектр третьей гармоники представлен на рис. 4. Форма спектра третьей гармоники (уширение в антистоксовую область) обусловлена тем, что она генерируется уже после того, как импульс основной частоты уширен вследствие фазовой самомодуляции.

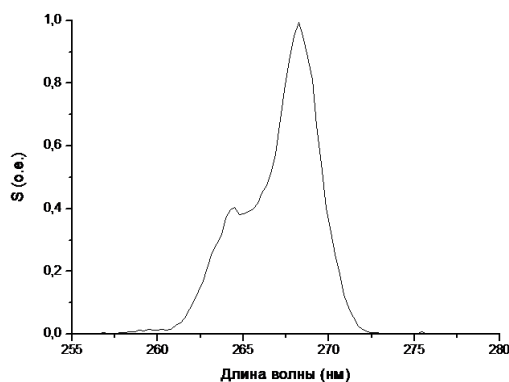


Рис. 4. Спектр излучения третьей гармоники. Энергия фемтосекундной лазерной системы ≥ 1 мДж, фокусировка линзой $f=10$ см

На рис. 5 показана зависимость спектра суперконтинуума от угла распространения. На представленных спектрах четко видно, что спектр суперконтинуума состоит из двух компонент: уширенного излучения основной частоты и конусной компоненты. Также видно, что при увеличении угла конусная компонента суперконтинуума сдвигается в коротковолновую область, что обуславливается условиями фазового синхронизма.

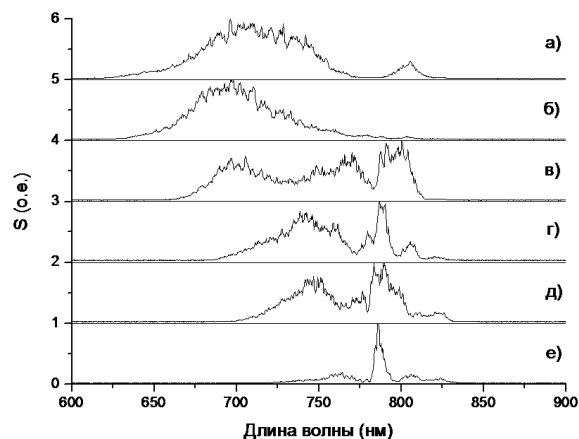


Рис. 5. Спектры конусного излучения спектрального суперконтинуума при возбуждении излучением основной частоты под различными углами: а) 0,05 рад; б) 0,04 рад; в) 0,03 рад; г) 0,02 рад; д) 0,01 рад; е) 0 рад

На втором этапе исследовались спектры фемтосекундной лазерной искры при одновременном возбуждении излучением основной частоты и второй гармоники. На рис. 6 приведен внешний вид, а на рис. 7 – спектры излучения суперконтинуума при возбуждении излучением основной частоты и второй гармоники. На графиках видно, что при наличии излучения второй гармоники конусная компонента уширяется и излучение начинает распространяться под большими углами к оси.

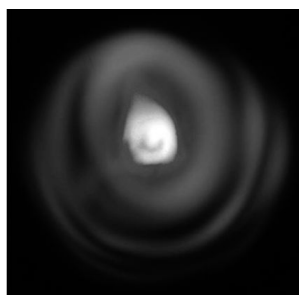


Рис. 6. Внешний вид спектрального суперконтинуума при возбуждении излучением основной частоты и второй гармоники

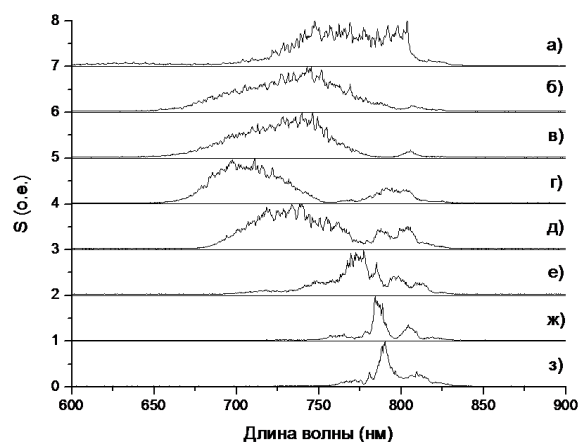


Рис. 7. Спектры конусного излучения спектрального суперконтинуума при возбуждении излучением основной частоты и второй гармоники под различными углами: а) 0,07 рад; б) 0,06 рад; в) 0,05 рад; г) 0,04 рад; д) 0,03 рад; е) 0,02 рад; ж) 0,01 рад; з) 0 рад

Кристалл ВВО был закреплен на подвижке и плоскопараллельно передвигался вдоль оси пучка. Передвижение кристалла вдоль оси обеспечивало изменение временной задержки импульса основной излучения относительно импульса второй гармоники за счет дисперсии воздуха (рис. 8). На длине 1 см импульсы сдвигаются друг относительно друга на 2,6 фс.

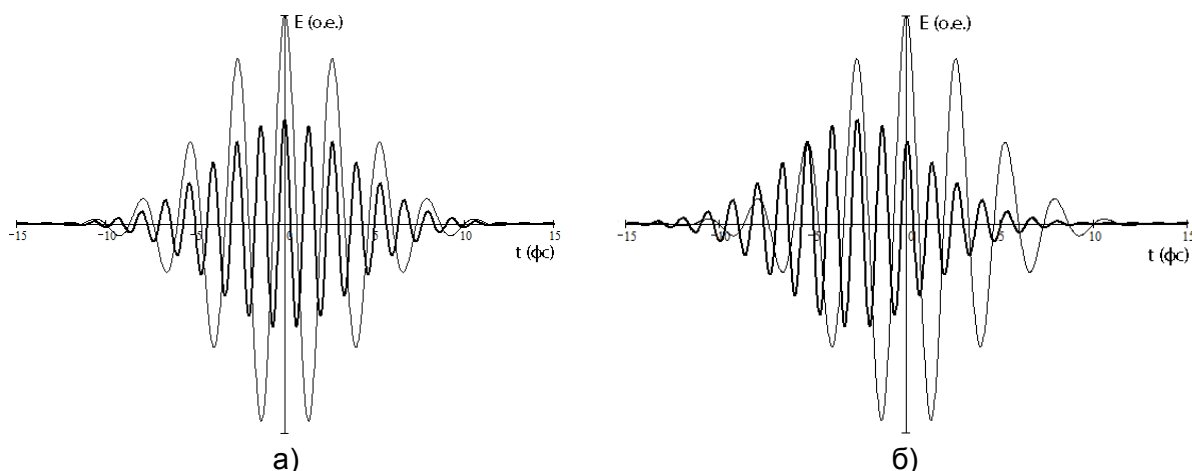


Рис. 8. Модель импульсов излучения основной частоты и второй гармоники длительностью 5 фс на выходе из кристалла ВВО (а), на расстоянии 1 см от кристалла (б)

На рис. 9 приведены зависимости интенсивности излучения от положения кристалла для некоторых наиболее характерных конусных линий суперконтинуума. На графиках видно, что зависимость имеет период около 15 мм, что связано с когерентным сложением излучениями основной частоты и второй гармоник. Похожая зависимость проявляется при генерации в фемтосекундной лазерной искре терагерцового излучения [10].

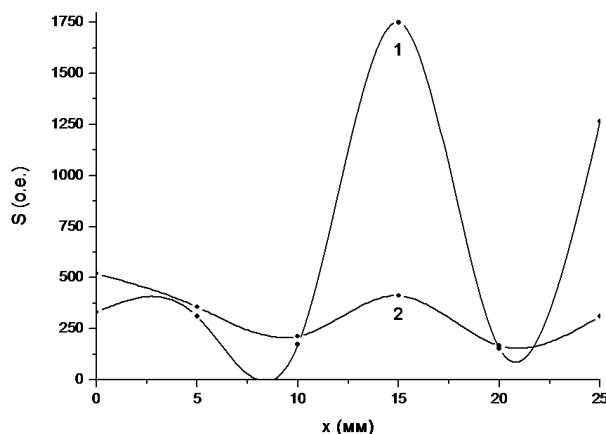


Рис. 9. Зависимость интенсивности излучения при различных положения кристалла ВВО: 1 – 750 нм (0,07); 2 – 725 нм (0,03)

Заключение

В данной работе были представлены экспериментальные спектры излучения в диапазоне 200–1100 нм фемтосекундного лазерного пробоя в атмосферном воздухе, формируемого лазером на сапфире с титаном с длительностью одиночного импульса 30–40 фс и энергией до 1 мДж. Лазерный пробой получался путем фокусировки излучения фемтосекундной лазерной системы линзой с фокусным расстоянием $f=10$ см. Исследована зависимость спектра конусного излучения спектрального

суперконтинуума от угла распространения, а также при возбуждении одновременно излучением основной частоты и второй гармоники.

Литература

1. Steiner R. New laser technology and future applications //Med. Laser Appl. – 2006. – Vol. 21. – P. 131–140.
2. Kasparian J., Wolf J. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation //Opt. Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 466–493.
3. Zair A., Guandalini A., Schapper F., Holler M., Biegert J., Gallmann L., Couairon A., Franco M., Mysyrowicz A., Keller U. Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation //Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 5394–5404.
4. Guandalini A., Eckle P., Anscombe M., Schlup P., Biegert J., Keller U. 5.1 fs pulses generated by filamentation and carrier envelope phase stability analysis //J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2006. – Vol. 39. – P. 257–264.
5. Couairon A., Biegert J., Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Keller U., Mysyrowicz A. Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation //J. Mod. Opt. – 2006. – Vol. 53. – P. 75–85.
6. Couairon A., Franco M., Mysyrowicz A., Biegert J., Keller U. Pulse self-compression to single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient //Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – P. 2657–2659.
7. Gurevich E. L., Hergenroder R. Femtosecond Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Physics, Applications, and Perspectives //Appl. Spectrosc. – 2007. – V. 61. – P. 233–242.
8. Желтиков А.М. Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами //УФН. – 2006. – V. 176 – P. 623–649.
9. Ребане А.К., Крылов В.Н., Коротеев Н.И., Желтиков А.М. Генерация третьей гармоники в плазме оптического пробоя воздуха в поле фемтосекундных лазерных импульсов с высокой частотой повторения //Квант. Электроника. – 1996. – В. 23. – С. 291–292.
10. Беспалов В.Г., Городецкий А.А., Денисюк И.Ю., Козлов С.А., Крылов В.Н., Лукомский Г.В., Петров Н.В., Путилин С.Э. Методы генерации сверхширокополосных терагерцевых импульсов фемтосекундными лазерами //Оптический Журнал. – 2008. – Т. 75. – №10. – С. 34–46.

ЭВОЛЮЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ГАУССОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Ю.А. Капойко

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор С.А. Козлов

Получены простые аналитические соотношения для скорости дисперсионного расплывания гауссовых световых импульсов из малого числа колебаний в области нормальной групповой дисперсии со спектром оптических волноводов. На примере кварцевого волокна показана допустимость исходных приближений. Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, волновод, распространение, дисперсия, расплывание

1. Введение

Уравнения, описывающие распространение квазимонохроматических световых импульсов в оптических волноводах, в том числе, динамику их средних, известны давно [1] и широко используются [2]. Методикой получения результатов служил анализ функции-огibaющей. Однако в последнее время сильно возросло число задач, связанных со сверхкороткими импульсами, состоящими из нескольких колебаниях светового поля. Многие решения уже получили применение в промышленности, или могут быть применены в ближайшее время. Поэтому, значимым становится метод анализа поля волны, который позволяет не использовать потенциально «опасную» огibaющую функцию. Уравнения для средних уже были получены в [3]. В настоящей работе использовано иное волновое уравнение, что позволило упростить конечные формулы. В качестве демонстрации проводятся вычисления для исходного гауссового импульса.

2. Математическая модель динамики поля светового импульса в волноводе

Как показано в [3], эволюция электрического поля E импульса с континуумным спектром, попадающим в диапазон нормальной групповой дисперсии оптического волновода, может быть описана уравнением

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \vec{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \vec{E}}{\partial t^5} - \dots = 0, \quad (1)$$

где z – направление распространения волны; t – время; c – скорость света в вакууме; N_0 , a_n – константы, характеризующие дисперсию показателя преломления оптической среды вида

$$n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4 + \dots, \quad (2)$$

где ω – частота. Если потребовать точности приближения $\Delta < 10^{-4}$, то можно показать, что

- функция $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2$
при $N_0=1.4465$ и $a_1=0.4060 \cdot 10^{-41} \text{ м/с}^3$ описывает показатель преломления кварцевого стекла в диапазоне **680...920 нм**;
- функция $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4$
при $N_0=1.4449$, $a_1=0.5814 \cdot 10^{-41} \text{ м/с}^3$, $a_2=0.1401 \cdot 10^{-72} \text{ м/с}^3$ описывает показатель преломления кварцевого стекла в диапазоне **600..1000 нм**;
- функция $n(\omega) = N_0 + a_1 \cdot c\omega^2 + a_2 \cdot c\omega^4 + a_3 \cdot c\omega^6$
при $N_0=1.4435$, $a_1=0.7872 \cdot 10^{-41} \text{ м/с}^3$, $a_2=0.4353 \cdot 10^{-72} \text{ м/с}^3$, $a_3=0.1368 \cdot 10^{-103} \text{ м/с}^3$

описывает показатель преломления кварцевого стекла в диапазоне **520..1080 нм**.

Подобные диапазоны можно получить и вокруг других центральных частот (в примере выше это 800 нм). Таким образом, можно считать, что уравнение с четырьмя слагаемыми (т.е. от a_1 до a_3) достаточно хорошо описывает показатель преломления кварцевого стекла (на самом деле, может быть, можно было бы ограничиться даже лишь одним a_1 без большой потери точности). По этой причине в дальнейшем будет использоваться волновое уравнение

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \bar{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \bar{E}}{\partial t^5} - a_3 \frac{\partial^7 \bar{E}}{\partial t^7} = 0. \quad (3)$$

3. Граничные условия

В качестве исходного импульса рассматривается гауссов импульс

$$E = E_0 \cdot e^{-t^2/t_0^2} \sin(\omega_0 t) \quad (4)$$

4. Скорость движения

Момент распределения поля E первого порядка выражается формулой

$$\langle t \rangle = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t E^2 dt, \quad (5)$$

где t – время; W – энергия импульса:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} E^2 dt$$

Продифференцировав (4) по z , с учётом (3), можно получить

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t E \left(\frac{N_0}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} - a_1 \frac{\partial^3 \bar{E}}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 \bar{E}}{\partial t^5} - a_3 \frac{\partial^7 \bar{E}}{\partial t^7} \right) dt. \quad (6)$$

Будем считать, что при $|t| \rightarrow \infty$ поле импульса E и его производные по t стремятся к 0 (что фактически означает, что мы исключаем из рассмотрения излучение, в спектре которого присутствует нулевая частота). Тогда, подставив в (6) поле E из (4), получим

$$\frac{d \langle t \rangle}{dz} = \frac{1}{c} \left[N_0 - 3\Delta n_{дучн,1} \frac{1 + \omega_0^2 t_0^2 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{\omega_0^2 t_0^2 \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}\right)} - 5\Delta n_{дучн,2} \frac{3 + 6\omega_0^2 t_0^2 + (\omega_0^2 t_0^2)^2 - 3e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{(\omega_0^2 t_0^2)^2 \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}\right)} - \right. \\ \left. - 7\Delta n_{дучн,3} \frac{15 + 45\omega_0^2 t_0^2 + 15(\omega_0^2 t_0^2)^2 + (\omega_0^2 t_0^2)^3 - 15e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}}{(\omega_0^2 t_0^2)^3 \left(1 - e^{-\omega_0^2 t_0^2/2}\right)} \right], \quad (7)$$

где $\Delta n_{дучн,i} = a_i \omega_0^{2i} c$, $i = 1, 2, 3$.

5. Скорость дисперсионного расплывания

Пусть

$$\langle t^2 \rangle = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 E^2 dt \quad (8)$$

Продифференцировав (8) по z , с учётом $E \xrightarrow{|t| \rightarrow \infty} 0$, $\frac{\partial^n E}{\partial t^n} \xrightarrow{|t| \rightarrow \infty} 0$ и (3),

получаем

$$\frac{d \langle t^2 \rangle}{dz} = \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{N_0}{c} t E^2 + t^2 E \left(a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5} + a_3 \frac{\partial^7 E}{\partial t^7} \right) \right] dt. \quad (9)$$

С учётом тех же соотношений вычислим вторую производную. Обозначив за A для упрощения записи

$$A = a_1 \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - a_2 \frac{\partial^5 E}{\partial t^5} + a_3 \frac{\partial^7 E}{\partial t^7},$$

а за B

$$B = -\frac{N_0}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + A$$

получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} &= \frac{2N_0^2}{c^2} + \frac{4N_0}{Wc} \int_{-\infty}^{\infty} A dt + \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 A B dt + \\ &+ \frac{2}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 E \left(a_1 \frac{\partial^3 B}{\partial t^3} + a_2 \frac{\partial^5 B}{\partial t^5} + a_3 \frac{\partial^7 B}{\partial t^7} \right) dt. \end{aligned} \quad (10)$$

Формула (10) довольно громоздка (хотя её вычисление для конкретного E , в нашем случае, (4), не представляет труда), поэтому для гауссового импульса ограничимся случаем

$a_2 = a_3 = 0$. Тогда

$$\frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} = \frac{2N_0^2}{c^2} + \frac{12N_0 a_1}{t_0^2 c} + \frac{54a_1^2}{t_0^4} - \frac{54a_1^2 \omega_0^2 t_0^2}{t_0^4 \left(e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} - 1 \right)} - \frac{6a_1 N_0 t_0^2 \omega_0^2}{t_0^2 c \left(e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} - 1 \right)}. \quad (11)$$

Как показано в [3], скорость дисперсионного расплывания импульса с континуумным спектром определяется величиной

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2. \quad (12)$$

С учётом (7) и (11), для гауссового импульса

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d^2 \langle t^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle t \rangle}{dz} \right)^2 &= \\ &= \frac{9\Delta n_{дучн,1}^2}{c^2 t_0^2} \cdot \frac{4\omega_0^2 t_0^2 e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} - 4\omega_0^2 t_0^2 + 4e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} - 2e^{-\omega_0^2 t_0^2} - 2 + \omega_0^4 t_0^4 e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2}}{\omega_0^2 t_0^2 \left(e^{-\omega_0^2 t_0^2 / 2} - 1 \right)^2}. \end{aligned}$$

Литература

1. Anderson D., Lisak M. Analytic study of pulse broadening in dispersive optical fibers – Physical Review. – Vol. 35. – Num.1. – 1987.
2. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир. – 1996. – 324 с.
3. Барсуков В.С., Карасев В.Б., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов с континуумным спектром – в кн.: Оптические и лазерные технологии. – СПб. – 2001. – С. 11–17.

АНАЛИЗ ТЕХНИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ 3D-СКАНЕРА

В.О. Тишкин

**Научный руководитель – к.т.н., доцент А.Н. Вершинин
(Военно-морской институт радиоэлектроники им. А.С. Попова)**

Бесконтактные лазерные 3D сканеры позволяют получать точные электронные копии реальных объектов в виде объемных компьютерных моделей. Качество электронных копий зависит от точности передаваемых данных сканером, поэтому анализ технического состояния устройства является важной задачей юстирования, калибровки и настройки.

В данной работе предлагаются методы, позволяющие выявить отклонения точностных характеристик сканеров в процессе эксплуатации.

Ключевые слова: сканер, сканирование, отклонение, эксплуатация, состояние

Введение

3D-сканирование – это систематический процесс определения координат точек, принадлежащих поверхностям физических объектов с целью последующего получения их пространственных компьютерных моделей, которые могут модифицироваться с помощью различных программных пакетов.

Устройства, с помощью которых осуществляется сканирование объектов, называют 3D-сканерами. Эти устройства не только упрощают процесс создания 3D-моделей, но и позволяют решать эту задачу с максимальной степенью достоверности по отношению к исходному оригиналу.

В настоящее время существует целый ряд технологий, позволяющих создавать трехмерные образы аппаратными методами, т.е. без привычного 3D-моделирования в специализированных программных пакетах. Условно технологии трехмерного сканирования разделяются на два типа: контактные и бесконтактные.

Первые подразумевают наличие механического устройства – «щупа», при помощи которого в компьютер передаются координаты выбранных оператором точек. Система позиционирования и координатоисчисления таких приборов построена на основе работы механических датчиков, аналогичных тем, что используются в оптико-механических манипуляторах «мышь». Последние закреплены в каждом шарнире крепления «щупа», и именно от точности этих датчиков и зависит точность работы прибора пространственного сканирования в целом [1].

Более перспективными, но и более сложными приборами являются бесконтактные 3D-сканеры, в которых заложены весьма изощренные алгоритмы создания пространственных каркасов. Так, во многих из них используется двойная (дополняющая основную) система ввода координат тела. Многие устройства совмещают лазерные датчики (заменяющие механический «щуп» контактных 3D-сканеров) и цифровой фотоаппарат, который используют для большей точности сканирования, что позволяет получить модели объектов с наложенными текстурами [2].

Большинство из существующих сейчас бесконтактных сканеров так или иначе являются стационарными. Т.е. либо это специальные машины на подобию станков с ЧПУ, либо сканер закрепляется на штативе и во время регистрации поверхности остаются неподвижными как он сам, так и объект.

Основная часть

Поясим на примере сканеров японской корпорации Konica Minolta.

Принцип, используемый в таких приборах достаточно прост: луч, испускаемый источником, после прохождения через оптическую систему отражается от поверхности

объекта и регистрируется матрицей-приемником. При этом регистрируемая часть объекта позиционируется в электронном пространстве относительно сканера, т.е. прибор является нулем координат (рис. 1) [3].

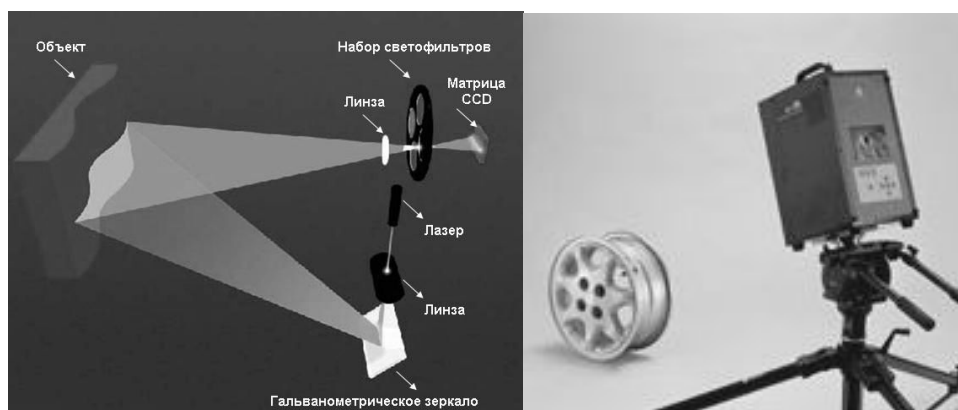


Рис. 1. Схема сканирования поверхности устройства Konica Minolta

При таком подходе объект необходимо последовательно снимать с разных ракурсов и далее собирать в специальных программных пакетах для получения полной 3-х мерной копии.

Совершенно иной принцип сканирования у появившихся в недавнее время ручных сканеров, наиболее яркими представителем из которых, являются REV и EXAscan канадской фирмы Creaform.

Такие сканеры работают по принципу размещения на поверхности модели специальных светоотражающих маркеров, регистрируя которые прибор может производить считывание поверхности или, проще говоря, сканирует (рис. 2) [3].

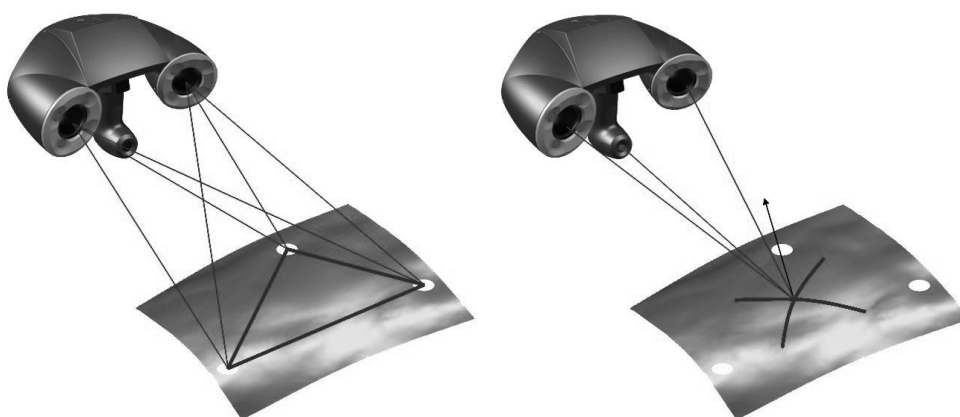


Рис. 2. Схема сканирования поверхности устройства Handyscan

Одним из существенных плюсов такого вида приборов является возможность получения полных 3-х мерных моделей без дополнительной сборки-сшивки.

Техническое состояние прибора

Как видно из вышеперечисленного, качество электронных копий будет напрямую зависеть от того, насколько правильно устройство передает информацию о поверхности. Принимая в расчет собственную (заводскую) точность прибора возможно, используя специальные технические средства и методы, выявить те ухудшения, которые неизменно возникают при эксплуатации сканера. Соответственно, имея эту информацию возможно принимать правильные решения о методах настройки или калибровки устройства.

Собственно метод анализа состоит в следующем.

Производится сканирование эталона (рис. 3), представляющего собой плоскую металлическую пластину с высверленными на ней с высокой точностью на станке с ЧПУ в определенном порядке отверстия, за которые мы можем закреплять палочки цилиндрического вида.

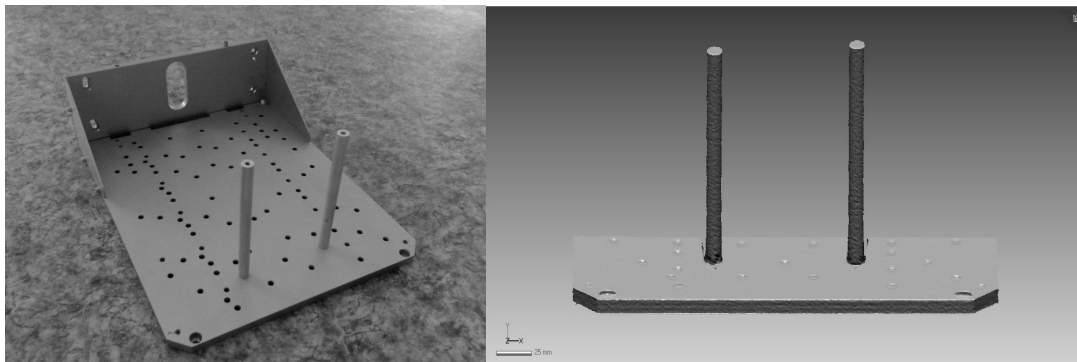


Рис. 3. Реальный и виртуальный (отсканированный) эталон

Естественно, зная реальное расстояние между отверстиями и принимая в расчет цилиндрическую форму палочек, можно произвести соответствующие измерения, позволяющие делать выводы о том, на сколько сканер «врет».

В своей работе я предлагаю следующий метод.

Используя программный пакет Rapidform XOR возможно получить распределение поверхностей у эталона (рис. 4).

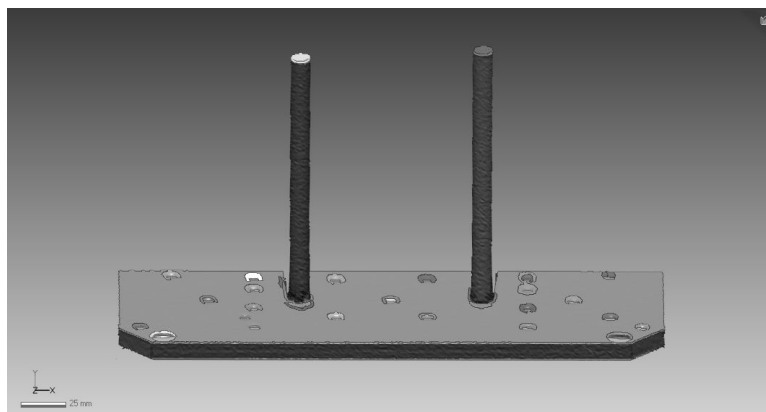


Рис. 4. Разбиение отсканированного материала на области

Далее программа определяет пластину как плоскость, от которой в дальнейшем мы сможем отложить перпендикулярный ей вектор, который будем сравнивать с векторами, идущими по центрам цилиндров (рис. 5).

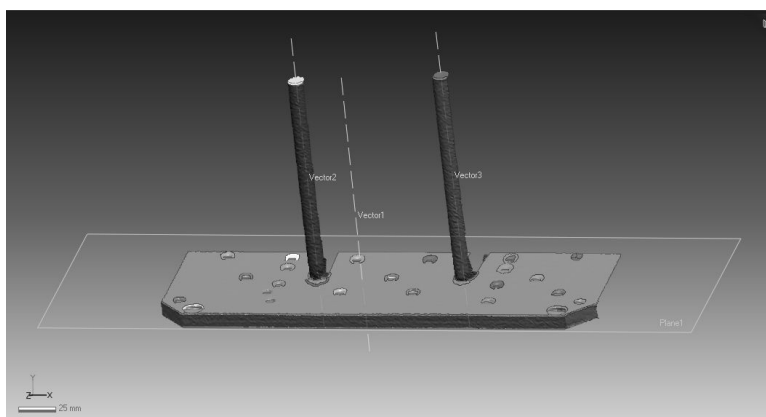


Рис. 5. Создание необходимых геометрических фигур

Делая проекцию векторов на плоскость, перпендикулярную первой, получаем угловое отклонение (рис. 6). Утверждение о данном отклонении делается на основе того, что цилиндрические палочки на физическом эталоне перпендикулярны пластине, в то время как они же отсканированные не перпендикулярны.

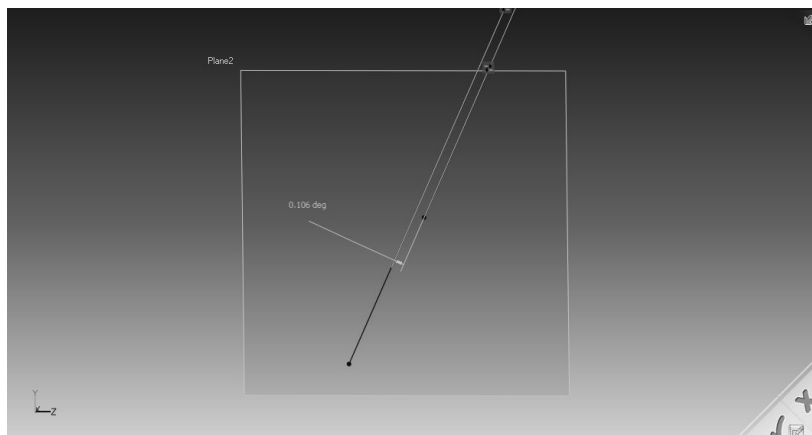


Рис. 6. Проекция векторов и измерение угла между ними

Получая точки пересечения векторов цилиндров с плоскостью мы можем измерить линейные отклонения.

Меняя положение цилиндрических палочек эталона

Заключение

Меняя положение цилиндрических палочек эталона и производя описанные выше действия, возможно, производить анализ тех или иных отклонений, которые дает сканер. Сравнивая с допустимыми (заводскими) отклонениями мы можем дать заключение о техническом состоянии устройства и в дальнейшем производить соответствующие настройки сканера, его калибровку, либо характеризовать его как непригодного к дальнейшему использованию.

Литература

1. Контактные сканеры [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.cybercon.ru/dimensions>, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус., англ.
2. Кривобок А.С. 3D сканирование и моделирование. – СПб: материалы ООО «Оптика-сканер». – 2007. – 15 с.
3. Бесконтактные 3D сканеры [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.ametist.com/3d>, свободный. – Загл. с экрана. – Яз. рус.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ЛИНЕЙНЫЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ: ВЛИЯНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ НА ТОЧНОСТЬ ПРЕДСКАЗАНИЯ

А.А. Востриков

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.В. Павлов

Исследовано влияние низкочастотной фильтрации на характеристики процесса и точность предсказания голографического линейного предсказателя. Показана возможность перехода к процессу скользящего среднего и исследованы характеристики предсказателя для этого процесса. Также с помощью численного моделирования было исследовано исследование некоторых других низкочастотных фильтров.

Ключевые слова: линейный предсказатель, скользящее среднее, спектральная фильтрация

Введение

Известна модель линейного предсказателя [1]. Показано, что возможна реализация этой модели при помощи Фурье-голографии при использовании архитектуры «4-f схема Фурье-голографии с фазосопрягающим зеркалом в корреляционной плоскости» [2]. В связи с этим возникает следующая проблема: из-за нелинейности оператора регистрирующей среды при записи Фурье-голограмм можно записать только ограниченный диапазон частот. Ограниченность спектра будет оказывать влияние на результат предсказания, поэтому необходимо определить влияние спектральной фильтрации на предсказываемый процесс и установить закономерности между различными их параметрами, чтобы для конкретной реализации конкретной задачи определить оптимальные величины этих параметров. Линейный предсказатель дает оптимальное по критерию среднего квадрата ошибки предсказание только для стационарных процессов. На практике большинство процессов являются нестационарными. Существует ряд методов, позволяющих перейти от нестационарных процессов к стационарным. Среди них есть метод скользящего среднего. Элс (Ehlers) показал, что процесс скользящего среднего является простейшим низкочастотным фильтром [3]. Таким образом, возможно, использовать этот метод применительно к исследованию поставленной задачи.

Целью настоящей работы является исследование связи характеристик случайного процесса с параметрами фильтра, реализующего переход к процессу скользящего среднего.

Исследование низкочастотных фильтров

Теоретический анализ характеристик процесса скользящего среднего

Есть некоторая реализация случайного процесса $y(x)$ на интервале $[1;N]$.

Матожидание реализации:
$$M_{y(x)} = \frac{1}{N} \int_1^N y(x) dx .$$

Процесс скользящих средних (ПСС) получается путем вычислений матожидания части реализации определенной фиксированной ширины n , которая перемещается по реализации от начала к концу:

$$ss(x) = \frac{1}{n} \int_x^{x+n} y(x) dx . \quad (1)$$

Рассмотрим характеристики процесса.

Матожидание ПСС:

$$M_{ss(x)} = \frac{1}{N} \int_1^N ss(x) dx = \frac{1}{N} \int_1^N \frac{1}{n} \int_x^{x+n} y(x) dx dx = \frac{1}{N \cdot n} \int_1^{Nx+n} \int_x^{x+n} y(x) dx dx.$$

Если мы получаем ПСС из реализации, которая на n точек больше, чем реализация $y(x)$, тогда каждая точка участвует в вычислении средних ровно n раз. Интеграл по промежутку равен некоторому числу μ между максимумом и минимумом функции на промежутке (следствие из теоремы Вейерштрасса), умноженному на длину промежутка (из первой теоремы о среднем). При устремлении промежутка к точке μ станет значением функции в точке. Из этого следует, что

$$\frac{1}{N \cdot n} \int_1^{Nx+n} \int_x^{x+n} y(x) dx dx = \frac{1}{N} \int_1^N \frac{n}{n} \cdot y(x) dx = M_{y(x)},$$

Т.е. матожидание ППС равно матожиданию исходного процесса.

В случае, когда размеры реализаций одинаковы, при вычислении краевых точек ППС возникают краевые эффекты, в результате которых нули заменяют недостающие точки. Тогда разделим матожидания на части, которые соответствуют участкам, имеющим краевые эффекты и где их нет:

$$M_{ss(x)} = \frac{1}{N} \int_1^N ss(x) dx = \frac{1}{N \cdot n} \int_1^{N-n} \int_x^{x+n} y(x) dx dx + \frac{1}{N \cdot n} \int_{N-n}^N \int_x^{x+n} y(x) dx dx.$$

Из этой формулы можно сделать следующие выводы: при $\frac{N}{n} \rightarrow \infty$ влияние краевых эффектов стремится к нулю.

Теперь рассмотрим дисперсию. Т.к. дисперсия процесса является суммой дисперсий всех гармоник его спектрального разложения, то после фильтрации она уменьшается, т.к. при этом отсеиваются высокочастотные гармоники.

На то, насколько сильно оно уменьшится, влияют следующие факторы:

1. Количество точек, которые используются для вычисления ПСС. При $n = 1$ мы получаем тот же процесс и, соответственно, ту же дисперсии. При $n = N$ (длина реализации) ПСС состоит лишь из одной точки, соответственно дисперсия равна нулю. На рис. 1 находится общий вид зависимости дисперсии от n .

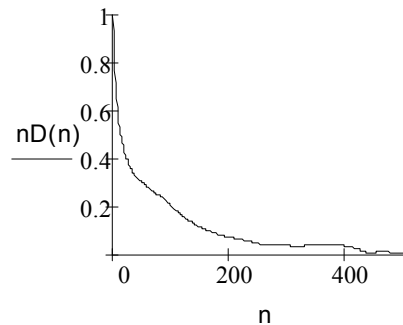


Рис. 1. Зависимость нормированной дисперсии nD от количества точек n , используемых при вычислении точки ПСС

2. Если есть краевые эффекты, то они влияют на изменение дисперсии также, как и на матожидание, т.е. она уменьшается.

Функция автокорреляции (АКФ) ППС:

Поскольку значение АКФ в нуле равно дисперсии процесса, то очевидно, что АКФ ППС будет находиться под графиком процесса, т.к. его дисперсия меньше.

Нормированная АФК ПСС обладает большим радиусом корреляции. Одно из определений АКФ – площадь подграфика пересечения процесса с самим собой, сдвинутым на переменную величину. Т.к. низкие частоты показывают медленную часть

изменений процесса, то АКФ в этом случае уменьшается медленнее, чем процесс, обладающий высокими частотами.

Процесс скользящего среднего равен свертке исходного процесса с апертурой усредняющего окна шириной n в масштабе $1/n$.

$$\frac{1}{n} \int_x^{x+n} y(x) dx = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{\infty} y(x) \cdot Rct_{x,x+n} dx = \frac{1}{n} \cdot (F(x) \otimes Rct_{x,x+n}),$$

где $Rct_{x,x+n}$ – апертюра кадрового окна шириной n ; \otimes – знак операции свертки. Т.о. спектр этого процесса равен $n \cdot F(F(x) \otimes Rct)$.

Эквивалентное рассмотрение может быть проведено и в спектральной области, откуда следует возможность реализации метода скользящего среднего посредством низкочастотной фильтрации.

Реализация процесса скользящего среднего методом Фурье-оптики

Для реализации низкочастотной фильтрации можно использовать 4-f схему Фурье-голографии (рис. 2), которая содержит две линзы с фокусными расстояниями f , фильтра.

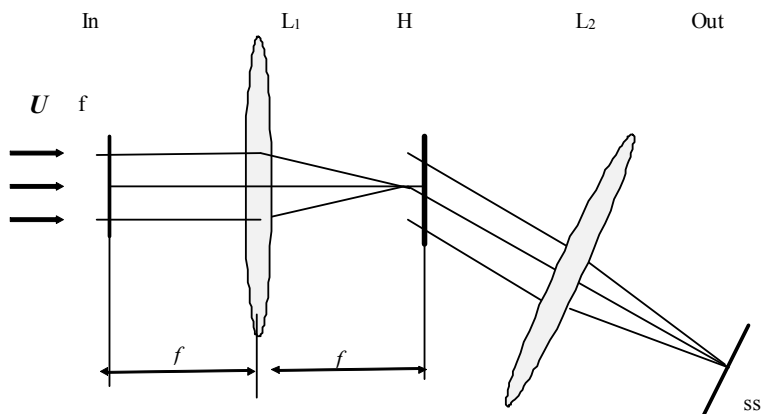


Рис. 2. 4-f схема Фурье-голографии

Первая линза осуществляет Фурье-преобразования входного процесса. В ее задней Фурье-плоскости будет формироваться спектр процесса. В это место помещается фильтр, который и производит низкочастотную фильтрацию исходного процесса. Передняя фокальная плоскость второй линзы совмещена с задней фокальной плоскостью первой линзы. В задней фокальной плоскости второй линзы формируется процесс, подвергшийся фильтрации. Для того, чтобы на выходе этой схемы получить процесс скользящего среднего необходимо поместить фильтр вырезающий низкие частоты, с передаточной характеристикой $H(\omega) = Sinc(x)$.

Влияние спектральной фильтрации на точность предсказания

Точность предсказателя является его основным параметром. Это понятие можно определять по-разному. В данной статье в качестве оценки точности предсказания будет иметься в виду отношение модуля разности предсказанной и реальной величин к дисперсии исследуемого процесса. При такой оценке точности гораздо сильнее учитывается особенность данного процесса, чем при использовании в этом качестве дисперсии или среднеквадратичного отклонения, т.к. при одной и той же величине ошибки предсказания, т.е. разности предсказанного и реального, в зависимости от дисперсии процесса полученные результаты могут быть и приемлемыми и

неприемлемыми. (Например, ошибка равная 1 при дисперсии равной 10 и равной 0.01 дают различную «успешность» результата.) Соответственно, чем ближе значение точности к нулю, тем лучше результат.

Численное моделирование

В среде программирования MathCAD был смоделирован случайный процесс следующим образом: сначала с помощью встроенной функции MathCAD генерировался случайный процесс со следующими заданными характеристиками: математическое ожидание и дисперсия. Затем у полученного процесса изменялся Фурье-образ, что позволило варьировать радиус корреляции процесса. Автокорреляционная функция процесса вычислялась с помощью Фурье-преобразований.

Затем аналитическим способом осуществлялся переход от исходного процесса к ПСС к которому впоследствии применялась модель линейного предсказателя. Также модель линейного предсказателя применялась и к исходному процессу.

Изучались процессы, у которых варьировались следующие параметры: дисперсия (от 0 до 20), радиус автокорреляционной функции (от 5 до 20).

Матожидание было постоянным и, в соответствии с требованиями модели линейного предсказателя, равнялось нулю.

Количество точек исходного процесса, использовавшихся для вычисления одной точки ПСС, бралось равным радиусу АКФ.

В результате численного моделирования были получены следующие результаты:

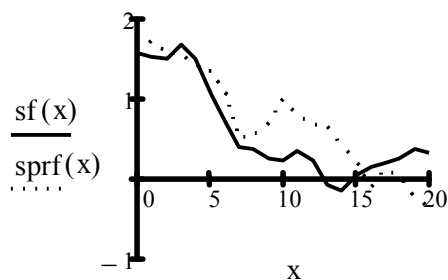


Рис. 3. Результат предсказания ПСС: 0 – точка наблюдения; $sf(x)$ – реальные значения ПСС после точки наблюдения; $sprf(x)$ – предсказанные значения ПСС. Радиус АКФ равен 8

Предсказание процесса скользящего среднего дает точность в среднем 0.262. Максимальное значение: 0.625. Затем по полученным в результате предсказания точкам, при использовании формулы (1), были вычислены предсказания для исходного процесса ($sP(x)$) на рис. 4). При этом переходе точность снизилась: максимальное значение: 3.14, среднее: 1.262.

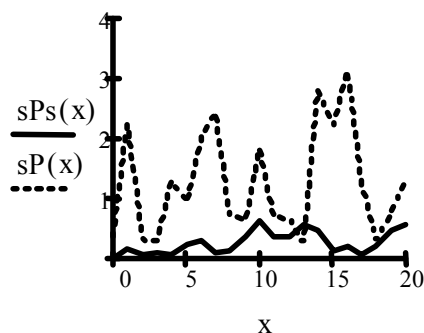


Рис. 4. Зависимость точности предсказания ПСС sPs и исходного процесса sP с помощью ПСС от глубины предсказания x . Радиус АКФ для ПСС равен 8, для исходного процесса равен 5

Такая потеря точности при переходе к предсказанию исходного процесса является результатом фильтрации исходного процесса, в результате которой была утеряна информация о высокочастотных изменениях.

Если применить модель линейного предсказателя к исходному процессу получим следующий результат:

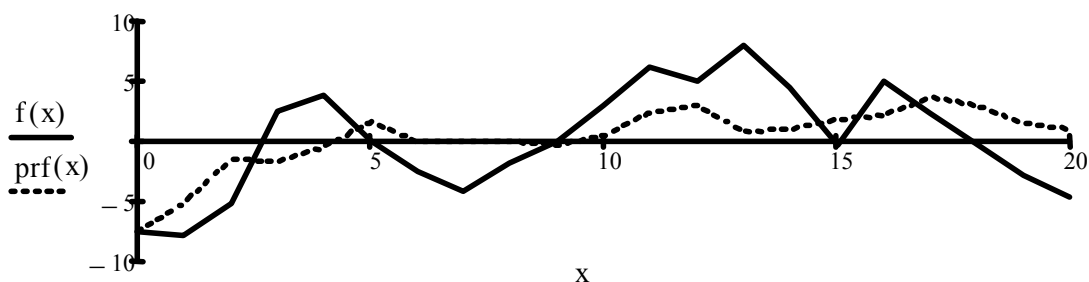


Рис. 5. Результат предсказания исходного процесса prf и реальные значения процесса в этих точках f . Радиус АКФ 5

Точность предсказания самого процесса лучше, чем в случае с ПСС: 1.13 в среднем, но скользящее среднее предсказанной величины менее точно, чем в случае с ПСС: в среднем 0,64.

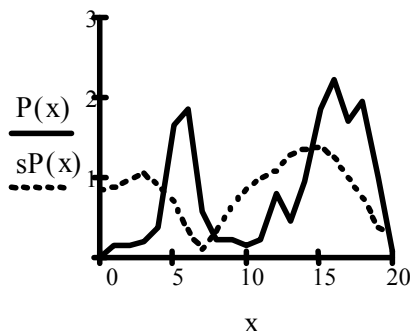


Рис. 6. Точность предсказания исходного процесса P и точность его скользящего среднего sP от глубины предсказания x . Радиус АКФ процесса равен 5.

Кроме процесса скользящего среднего во время численного моделирования были исследованы и другие фильтры, представляющие практический интерес со следующими передаточными характеристиками: $f1(x) = Bes \sin c(x)$,

$$f2(x) = \exp(-x) \cdot D, \quad f3(x) = \frac{D}{x+1}, \quad f4(x) = 1 \text{ при } x \in \left[0; \frac{N}{2} - 1\right] \text{ и } 0 \text{ при остальных}$$

значениях x . $f1$ и $f3$ показали точность в несколько раз лучше, чем $f2$ и $f4$. Они ($f1$, $f3$) предсказывают более точно в среднем на несколько десятых, чем ПСС, но в них при фильтрации теряется больше информации о высоких частотах, поэтому ПСС более предпочтителен при выборе низкочастотной фильтрации среди остальных исследуемых фильтров.

Полученные точности предсказания для этих фильтров приведены на рис. 7.

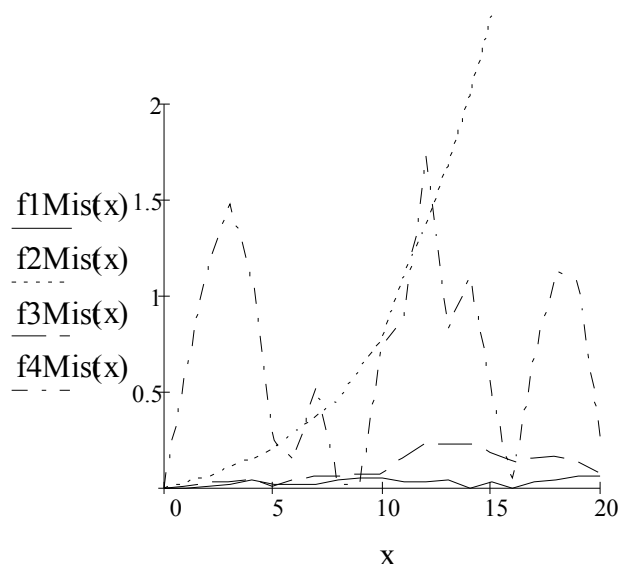


Рис. 7. Зависимости точности предсказания процесса при использовании различных низкочастотных фильтров от глубины предсказания

Исходя из полученных результатов, можно сделать следующие выводы: процесс скользящих средних и преимущества и недостатки по сравнению с исходным процессом: с одной стороны, при предсказании он дает лучшую оценку для скользящего среднего и, во-вторых, он имеет больший радиус автокорреляционной функции. С другой стороны, оценка самого процесса имеет гораздо меньшую точность.

Заключение

В результате теоретического анализа был установлен характер влияния низкочастотной спектральной фильтрации методом скользящего среднего на основные характеристики процесса.

В результате численного моделирования были получены зависимости влияния этой фильтрации на точность предсказания линейного предсказателя.

Были исследованы некоторые другие низкочастотные фильтрации. На основе полученных результатов было заключено, что процесс скользящего среднего более предпочтителен для задач предсказания.

Также было получено, что, по сравнению с исходным процессом, процесс скользящего среднего более точен в предсказании значений скользящего среднего, но хуже предсказывает будущие высокочастотные изменения.

В связи с этим необходимо провести такой же анализ и численное моделирование для других фильтраций и в результате их синтеза получить более модель, более точно предсказывающую процесс.

Литература

1. Grimmett G.R., Stirzaker D.R. Probability and Random Processes – Oxford: Oxford University Press. – 1992. – 600 с.
2. Павлов А.В. Реализация модели линейного предсказателя методом Фурье-голографии // Оптический журнал. – 2005. – Т. 72. – №2. – С. 43–47.
3. Ehlers J. 1989 cycles. // Technical Analysis of Stocks & Commodities. – 1990. – №6. – С. 35–48.
4. Василенко Г.И., Цибулькин Л.М. Голографические распознающие устройства – М.: Радио и связь. – 1985. – 312 с.

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОНАПРАВЛЕННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОБЛАСТИ АНОМАЛЬНОЙ ГРУППОВОЙ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ

А.А. Булеев, Д.А. Медвинский

Научный руководитель – к.ф.-м.н. М.А. Бахтин

Рассмотрено нелинейное взаимодействие сонаправленных фемтосекундных лазерных импульсов, спектры которых лежат преимущественно в области аномальной групповой дисперсии среды. Показано, что режим взаимодействия в этом случае существенно отличается от режима взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии, а именно: существенно усиливается генерация «комбинационных» частот, и, формирующийся в результате такого взаимодействия, спектральный суперконтинуум не имеет четко выраженной квазидискретной структуры, свойственной взаимодействию в области нормальной групповой дисперсии.

Ключевые слова: взаимодействие, интерференция, суперконтинуум

Введение

Недавние исследования по нелинейному взаимодействию двух спектральных суперконтинуумов выявили ряд особенностей этого процесса. Так, например, в работах [1, 2] было показано, что в результате такого взаимодействия может формироваться регулярная последовательность фемтосекундных импульсов с частотой повторения 10–50 ТГц, и спектр этой последовательности имеет выраженную квазидискретную структуру. Необходимо отметить, что в подобных экспериментах очень существенны спектральные характеристики взаимодействующих импульсов, а также дисперсионные характеристики среды во всем диапазоне, покрываемом спектрами этих импульсов. В работах [1, 2] исследовалось взаимодействие импульсов с центральными длинами волн 390 нм и 780 нм в стандартном волноводе из кварцевого стекла, т.е. спектр обоих импульсов преимущественно находился в области нормальной групповой дисперсии среды. В настоящей работе рассматривается взаимодействие импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. При использовании в качестве нелинейной среды кварцевого стекла для выполнения этого условия необходимо рассматривать импульсы с центральными длинами волн, лежащими в инфракрасном диапазоне.

Показано, что сценарии нелинейного взаимодействия фемтосекундных импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии, существенно отличаются от сценариев, свойственных области нормальной групповой дисперсии, а формирующийся спектральный суперконтинуум не имеет четко выраженной квазидискретной структуры. В стандартном волноводе из кварцевого стекла при взаимодействии существенно усиливается генерация излучения на «комбинационных» частотах в районе четвертой гармоники по сравнению со случаем, когда спектры импульсов лежат в области нормальной групповой дисперсии. В рассмотренном микроструктурированном волокне, напротив, такого эффекта не наблюдается, однако наблюдается эффект перераспределения спектральной плотности из области высоких частот в область низких частот.

Уравнение динамики поля

При исследовании распространения в нелинейной среде импульсов из малого числа колебаний светового поля, спектр которых очень широк, корректность применения традиционных для нелинейной оптики теоретических подходов, основанных на анализе эволюции огибающих квазимонохроматических импульсов

[3, 4] становится дискуссионной [5]. Поэтому, для исследования столкновения импульсов из малого числа колебаний и с разным спектральным составом в настоящей работе нами выбран подход, основанный на анализе непосредственно поля излучения [5–7].

Основное уравнение, описывающее динамику поля линейно поляризованного излучения в однородных и изотропных прозрачных средах с дисперсией и нерезонансной электронной нелинейностью, можно записать в виде [8]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{N_0}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - b \int_{-\infty}^t E d\tau + gE^2 \frac{\partial E}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля излучения; z – направление, вдоль которого оно распространяется; t – время; N_0 , a , b – параметры среды, описывающие дисперсию ее линейного показателя преломления, g – характеристика среды, связанная с ее коэффициентом нелинейного показателя преломления n_2 выражением $g = \frac{2n_2}{c}$; c – скорость света в вакууме.

Дисперсионную зависимость линейного показателя преломления, соответствующую уравнению (1), можно записать в виде [8]:

$$n(\omega) = N_0 + ca\omega^2 - \frac{cb}{\omega^2}. \quad (2)$$

Данный вид дисперсионной зависимости при правильно заданных коэффициентах N_0 , a , b достаточно хорошо соответствует экспериментальным данным для кварцевого стекла в очень широком спектральном диапазоне [9].

Поле на входе в среду будем представлять в виде суммы двух гауссовых импульсов, с различными центральными длинами волн, сдвинутых друг относительно друга на некоторую временную дистанцию $\Delta\tau$. При этом, так как в области аномальной групповой дисперсии групповая скорость низкочастотного импульса ниже групповой скорости высокочастотного (рис. 1), низкочастотный импульс должен подаваться на вход нелинейной среды первым.

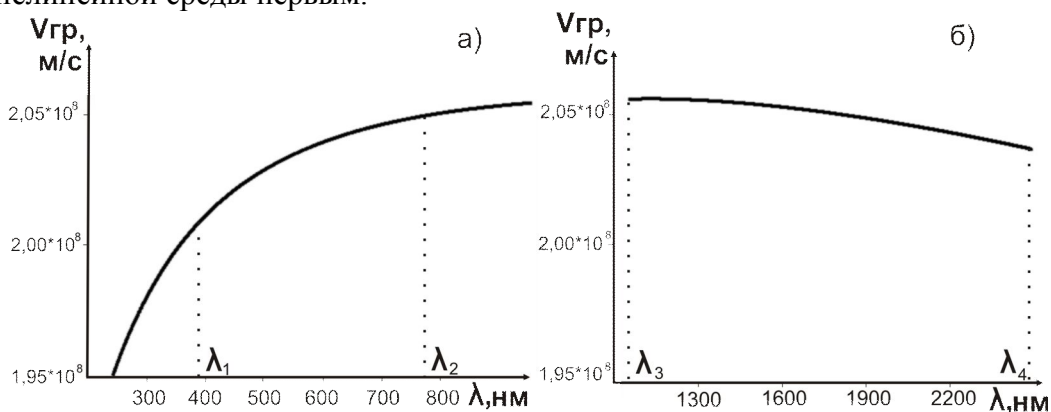


Рис. 1. Зависимость групповой скорости, от длины волны а) в области нормальной групповой дисперсии б) в области аномальной групповой дисперсии волновода из кварцевого стекла: $N_0=1.4508$; $a=2.7401 \cdot 10^{-44}$ с³/см; $b=3.9437 \cdot 10^{17}$ 1/(с·см). На рисунках отмечены центральные длины волн, использовавшихся в численных экспериментах: $\lambda_1=390$ нм; $\lambda_2=780$ нм; $\lambda_3=1250$ нм; $\lambda_4=2500$ нм

Результаты численных расчетов

На основе численного моделирования уравнения (1) рассмотрим столкновение импульсов с центральными длинами волн: $\lambda_1=2\pi c/\omega_1=2500$ нм; $\lambda_2=2\pi c/\omega_2=1250$ нм; длительностями $\tau_1=\tau_2=30$ фс; и временной задержкой $\Delta\tau=80$ фс в кварцевом стекле, у которого: $N_0=1.4508$; $a=2.7401 \cdot 10^{-44}$ с³/см; $b=3.9437 \cdot 10^{17}$ 1/(с·см); $n_2=2.9 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт [9].

Исследование взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии показали, что можно выделить два существенно различающихся сценария взаимодействия в зависимости от того происходит ли в процессе распространения перекрытие спектров исследуемых импульсов. В связи с этим также будем рассматривать два случая: первый – интенсивности входных импульсов недостаточно для перекрытия их спектров (пиковые интенсивности обоих импульсов на входе среду $I_1=I_2=5 \cdot 10^{11}$ Вт/см²), второй - свертывание спектров приводит к существенному их перекрытию ($I_1=I_2=10^{12}$ Вт/см²).

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета динамики взаимодействия импульсов в кварцевом стекле (сплошная линия). Рис. 2 иллюстрирует динамику импульсов с $I_1=I_2=5 \cdot 10^{11}$ Вт/см², рис. 3 – с $I_1=I_2=10^{12}$ Вт/см². Для наглядности на этих рисунках изображены временные огибающие импульсов $\varepsilon(z,t)$, соединяющие максимальные значения электрического поля излучения, эволюция которого рассчитывалась по уравнению (1). Для того, чтобы отделить эффекты, проявляющиеся в результате взаимодействия, от эффектов самовоздействия импульсов, для сравнения, на графиках приведен результат сложения (интерференции) импульсов прошедших то же самое расстояние в нелинейной среде, но по разным каналам, и сведенным только на выходе из нелинейной среды (пунктирная линия). Справа на рис. 2, 3 приведена динамика спектральной плотности взаимодействующих импульсов.

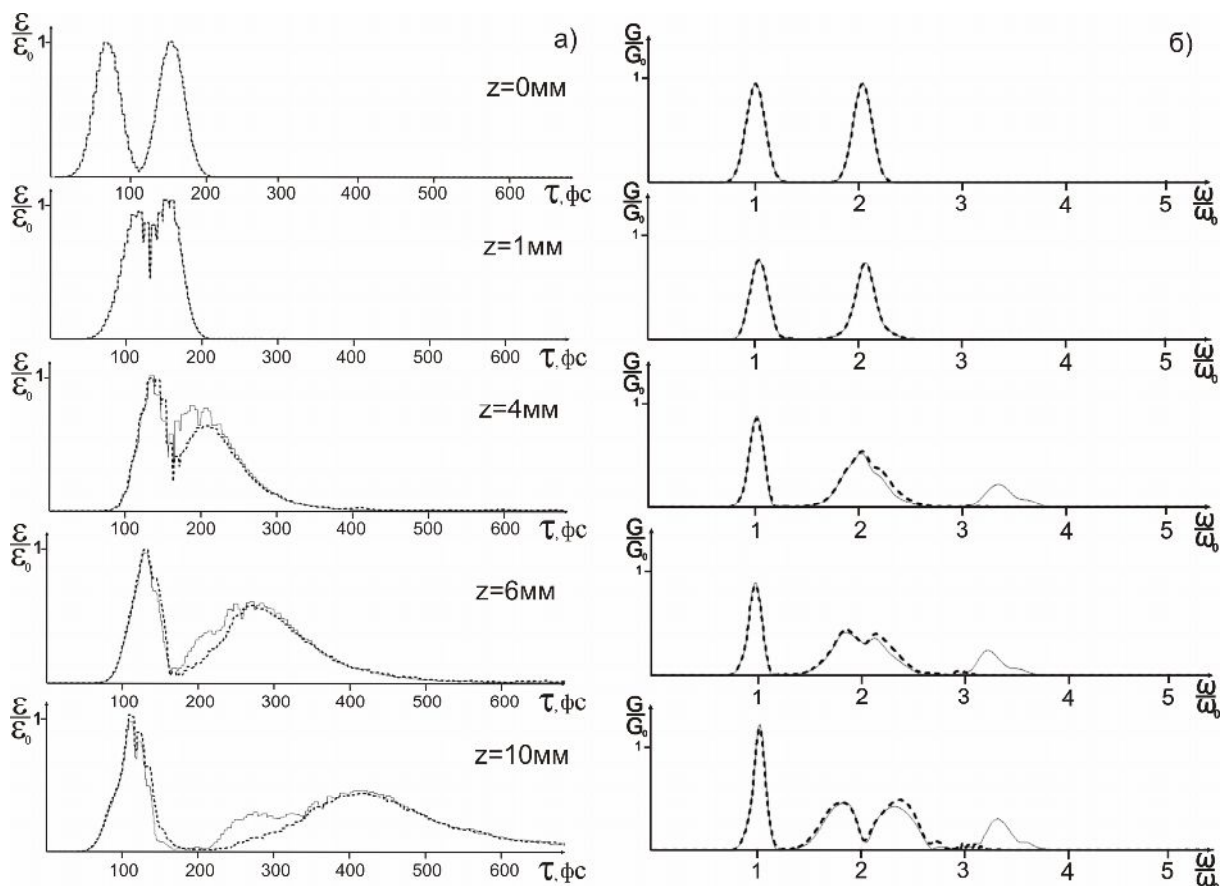


Рис. 2. Динамика а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов $\varepsilon(z, t)$, нормированной на максимум входной амплитуды ε_0 , и б) спектральной плотности формирующейся полевой структуры, $|G(z, \omega)/G_0|$ для импульсов с входными интенсивностями $I_1=I_2=5 \cdot 10^{11}$ Вт/см² в волокне из кварцевого стекла, сплошная линия – результат взаимодействия, пунктирная линия – интерференция импульсов, прошедших по разным каналам без взаимодействия

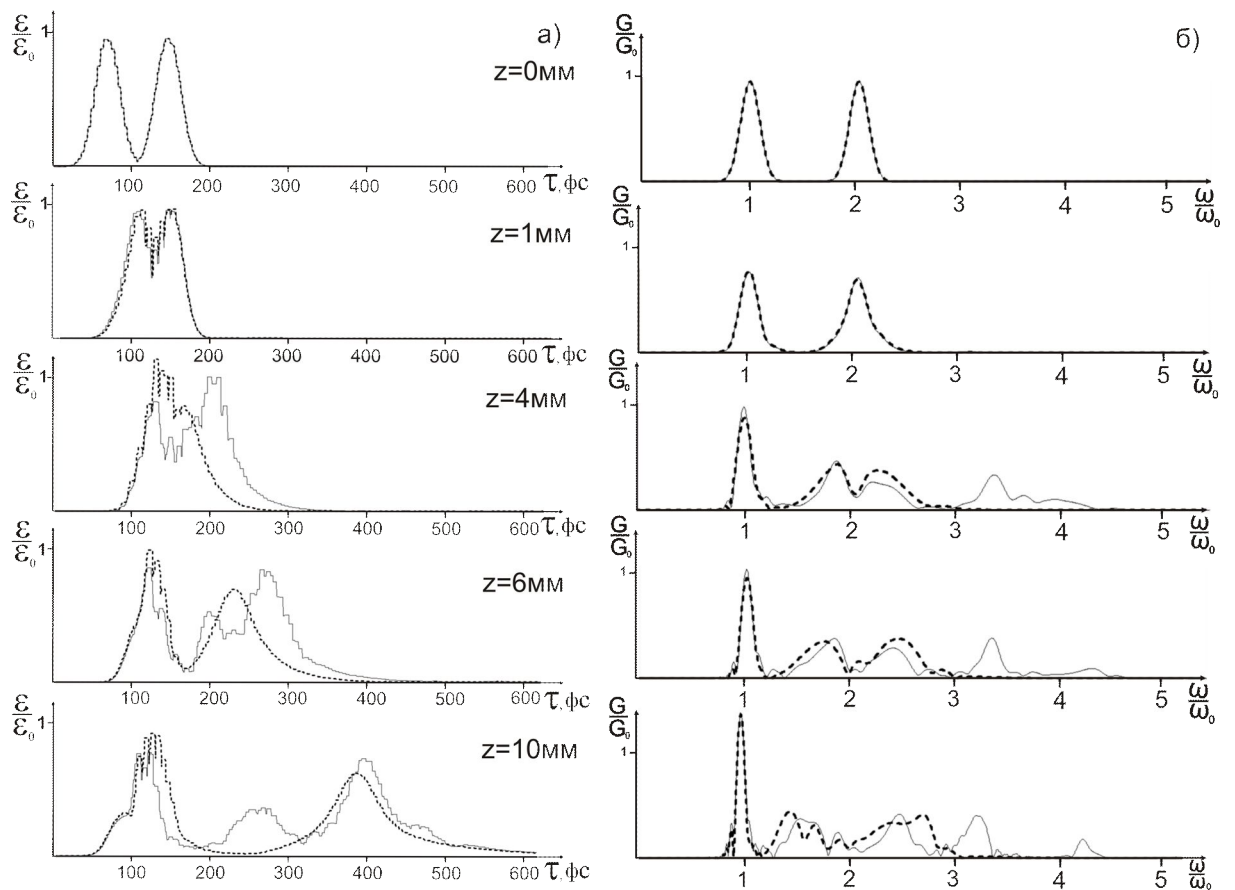


Рис. 3. Динамика а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов $\varepsilon(z, t)$, нормированной на максимум входной амплитуды ε_0 , и б) спектральной плотности формирующейся полевой структуры, $|G(z, \omega)/G_0|$ для импульсов с входными интенсивностями $I_1=I_2=10^{12}$ Вт/см² в волокне из кварцевого стекла, сплошная линия – результат взаимодействия, пунктирная линия – интерференция импульсов прошедших по разным каналам без взаимодействия

Сравнивая рис. 2 и рис. 3 можно отметить, что при увеличении пиковой интенсивности входных импульсов увеличивается эффективность генерации излучения в районе четвертой гармоники. При этом, если сравнивать эти результаты с результатами полученными при исследовании взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии [1], можно видеть, что в области аномальной групповой дисперсии эффект генерации «комбинационных» частот проявляется в большей степени по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. Так же, можно видеть, что в отличие от взаимодействия импульсов в области нормальной групповой дисперсии, в данном случае взаимодействие не приводит к образованию последовательности импульсов, а приводит к разделению всей полевой структуры на три выделенных образования.

Далее рассмотрим столкновение импульсов с центральными длинами волн: $\lambda_1=2\pi c/\omega_1=780$ нм; $\lambda_2=2\pi c/\omega_2=1560$ нм; длительностями $\tau_1=\tau_2=30$ фс; и временной задержкой $\Delta\tau=70$ фс в микроструктурированном волокне длиной 10 мм, у которого: $N_0=1.4508$; $a=2.575 \cdot 10^{-44}$ с³/см; $b=2.818 \cdot 10^{18}$ 1/(с·см); $n_2=2.9 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт [10].

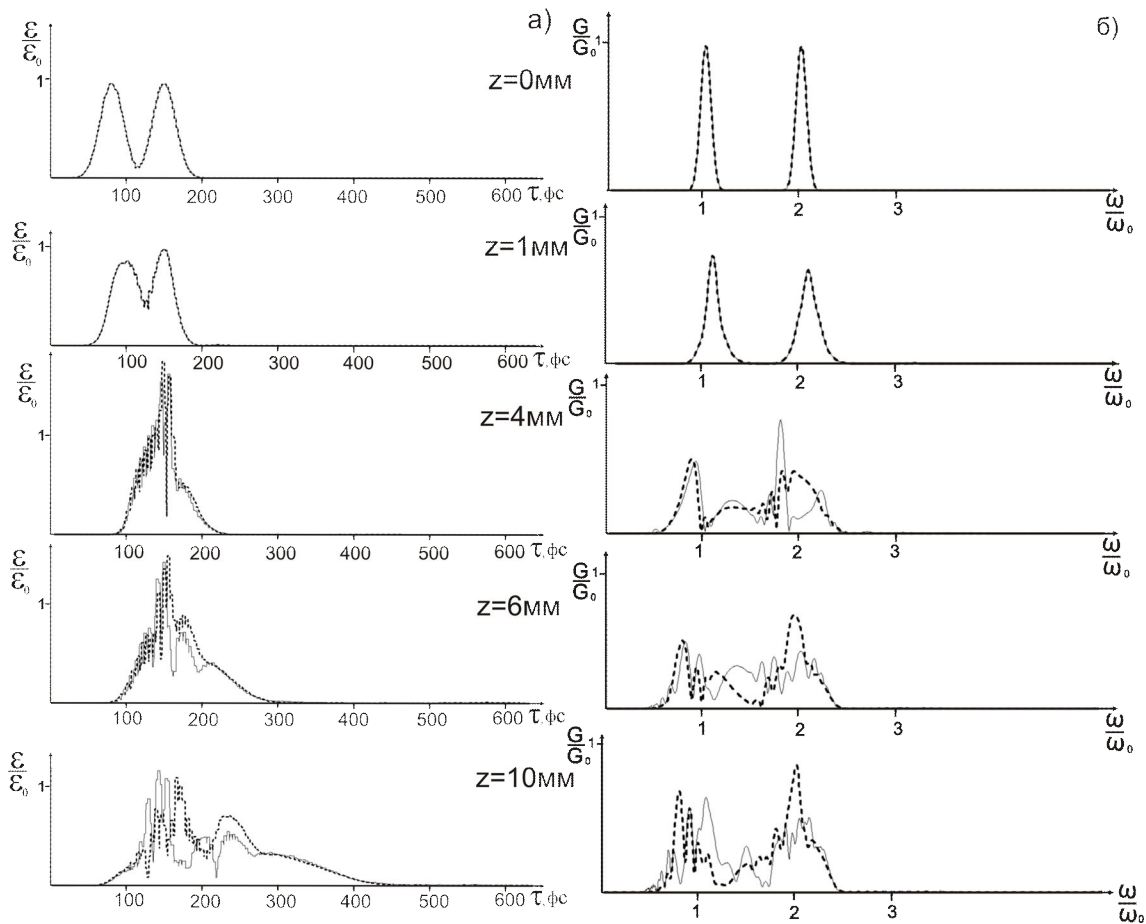


Рис. 4. Динамика а) огибающей электрического поля взаимодействующих импульсов $\varepsilon(z, t)$, нормированной на максимум входной амплитуды ε_0 , и б) спектральной плотности формирующейся полевой структуры, $|G(z, \omega)/G_0|$ для импульсов с входными интенсивностями $I_1=I_2=10^{12}$ Вт/см² в микроструктурированном волокне. Сплошная линия – результат взаимодействия, пунктирная линия – интерференция импульсов прошедших по разным каналам без взаимодействия

На рис. 4 приведены результаты численного расчета динамики взаимодействия импульсов с $I_1=I_2=10^{12}$ Вт/см² в микроструктурированном волокне (результат взаимодействия изображен сплошной линией, для сравнения, на графиках пунктирной линией изображены результаты интерференции невзаимодействовавших импульсов на тех же расстояниях). Справа на рис. 4 приведена динамика спектральной плотности взаимодействующих импульсов.

Можно видеть, что в данном микроструктурированном волокне практически отсутствует генерация излучения в районе четвертой гармоники. Взаимодействие импульсов приводит к существенному перераспределению спектральной плотности, в частности происходит значительная перекачка энергии из высокочастотной области в низкочастотную.

Заключение

В работе изучены сценарии нелинейного взаимодействия фемтосекундных импульсов, спектр которых лежит в области аномальной групповой дисперсии. В отличие от области нормальной групповой дисперсии, при слиянии спектров взаимодействующих импульсов, не удастся получить квазидискретный спектральный суперконтинуум, типичный для случая нормальной групповой дисперсии. При этом в стандартном волокне из кварцевого стекла при таком взаимодействии существенно усиливается генерация излучения на «комбинационных» частотах в районе четвертой

гармоники по сравнению со случаем нормальной групповой дисперсии. В рассмотренном микроструктурированном волокне, напротив, такого эффекта не наблюдается, однако наблюдается эффект перераспределения спектральной плотности из области высоких частот в область низких частот. Таким образом, можно утверждать, что сценарии взаимодействия импульсов со спектрами в области аномальной групповой дисперсии существенно отличаются от сценариев взаимодействия импульсов со спектрами в области нормальной групповой дисперсии.

Литература

1. Бахтин М.А., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Сценарии взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с различными спектральными составами в объемном кварцевом стекле. – Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – №11. – С. 24–29.
2. Бахтин М.А., Козлов С.А. Формирование последовательности сверхкоротких сигналов при столкновении импульсов из малого числа колебаний светового поля в нелинейных оптических средах. – Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 98. – N 3. – С. 425–430.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука. – 1988. – 312 с.
4. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир. – 1996. – 324 с.
5. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses. – Phys. Rev. A. – 2002. – V.66. – 013811 (10p.).
6. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. – Квантовая электроника. – 2000. – Т.30. – N4. – С. 287–304.
7. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. – В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. – СПб. – 2000. – С. 12–34.
8. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. – ЖЭТФ. – 1997. – Т.111. – В.2. – С. 404–418.
9. Бахтин М.А., Колесникова С.Ю., Шполянский Ю.А. Сравнение точности аппроксимации дисперсии кварцевого стекла в методах медленно меняющейся огибающей и медленно меняющегося профиля. В кн. Современные технологии. – СПб. – 2001. – С. 196–203.
10. Shpolyanskiy Yu.A., Bespalov V.G., Kozlov S.A., Steinmeier G., The theory of spectral supercontinuum generation in microstructure fibers. – Proc. SPIE. – 2002. – V.4638. – PP. 107–114.

ИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ, ГЕНЕРИРУЮЩИЙ В БЕЗОПАСНОМ ДЛЯ ГЛАЗ ДИАПАЗОНЕ

Б.В. Шимберев, А.Н. Сергеев

Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. С.В. Гагарский

Рассматриваются принципы работы твердотельных лазеров, используемых в офтальмологии при патологии глаза. Приводятся экспериментальные данные и численные расчёты по оптимизации временной структуры выходного излучения лазера на иттербий-эрбиевом стекле (YbEr:glass), излучающего в безопасном для глаз режиме.

Ключевые слова: безопасный диапазон, офтальмология, лазер с диодной накачкой

Введение

На данный момент в области микрохирургии глаза используется лазерная техника широкого спектрального диапазона, ограниченного только разрушением биоткани глаза. Данный диапазон принято называть eye-safe (безопасный для глаз), так как на таких длинах волн за счёт поглощения в роговице и хрусталике большая часть излучения не доходит до чувствительных тканей сетчатки. На рис. 1 указаны наиболее яркие представители данного класса лазеров. Основная проблематика таких лазеров заключается в относительно небольшой эффективности работы системы накачки при довольно высокой цене [1].

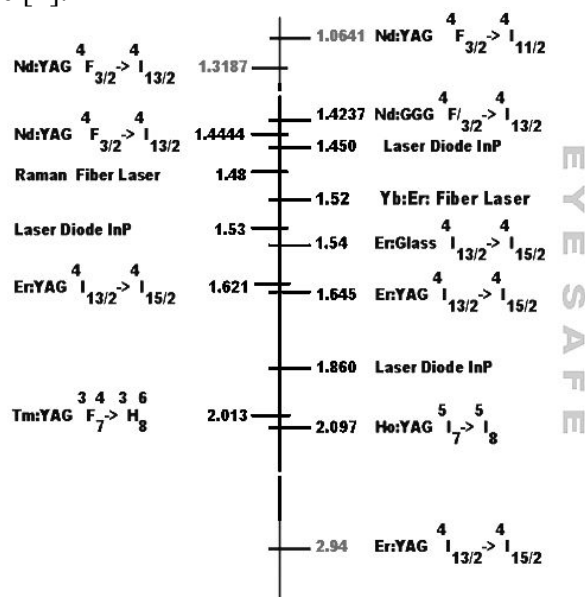


Рис. 1. Лазеры, работающие в безопасном для глаз диапазоне

Например, в предыдущие годы Nd:YAG лазер с ламповой накачкой и длиной волны генерации 1.44 мкм успешно зарекомендовал себя при микрохирургических глазных операциях, в частности, по удалению катаракты в клинических условиях [2]. Твердотельный лазер с импульсной диодной накачкой, генерирующий импульсы в том же безопасном для глаза спектральном диапазоне, мог бы стать следующим шагом в развитии микрохирургических технологий [3].

Для этих целей подходит лазер на иттербий-эрбиевом стекле (YbEr:glass). Такой лазер обладает широкой полосой поглощения, доступностью диодной накачки (940 нм), допускает высокий уровень легирования и не имеет конкурирующих лазерных переходов, в отличие от Nd:YAG лазера [4].

Постановка задачи

Одна из основных задач проекта по разработке лазерных излучателей, генерирующих в безопасном для глаз диапазоне и предназначенных для использования в офтальмологии, состоит в изучении эффективности обработки живой ткани в зависимости от временных и энергетических параметров излучения. Цель работы – исследование, оптимизация таких лазеров, а также разработка ключевых элементов и схемных решений для построения современной и эффективной медицинской лазерной системы, работающей в безопасном для глаз спектральном диапазоне.

На данный момент для проведения офтальмологических операций используется введенное через оптическое волокно излучение неодимового лазера с ламповой накачкой. Длина волны излучения принадлежит к безопасному для глаз спектральному диапазону (1,444 мкм). Энергия импульса свободной генерации составляет сотни миллиджоулей, длительность 250 микросекунд, а частота повторения импульсов 10–25 герц. Типичная длительность процедуры удаления катаракты с использованием системы аспирации составляет порядка 10 минут [5]. Недостатком данной системы является относительно небольшое время жизни ламп накачки, составляющее около ста тысяч выстрелов, то есть примерно 300 часов работы. В результате требуется корректировка энергии импульсов накачки от операции к операции и частая сервисная замена импульсных ламп. Лазерные системы с диодной накачкой обладают существенно большей эффективностью, ресурсом работы, имеют меньшие габариты и вес.

Однако, при соизмеримой стоимости установки, которая определяется максимальной пиковой мощностью диодного модуля, достижимая энергия в одиночном импульсе генерации составляет всего несколько миллиджоулей, хотя частота повторения может быть существенно увеличена, до нескольких килогерц [1].

Теоретические обоснования

Эффективность процедуры разрушения и удаления затемненной части хрусталика при соизмеримом поперечном размере и расходимости используемого для обработки светового пучка определяется следующими факторами:

- длина волны излучения;
- временная структура одиночного импульса;
- частота повторения импульсов.

Длина волны лазерной генерации определяет, с одной стороны, долю излучения, доставленного к объекту через промежуточный слой жидкости, а с другой стороны глубину его проникновения в биологические ткани и удельное выделение энергии в единице объема. Необходимо отметить, что существенным конкурирующим эффектом, сопровождающим обработку, является коагуляция тканей в результате перегрева в процессе обработки. В результате происходит рассеяние света в замутненной среде и уменьшается плотность энергии, доставляемой к необработанным участкам последующими импульсами. Коагуляция возникает при локальном перегреве биоткани выше критической температуры. В связи с этим возникает вопрос о длительности паузы между импульсами, достаточной для отвода тепла от обрабатываемого участка за счет собственной теплопроводности биоткани и воздействия системы ирригации. Заметим, что в ряде операций, коагуляция, наоборот, является желательным результатом обработки.

Механизмы разрушения катаракты световым излучением на данный момент еще недостаточно изучены, однако установлено, что дополнительным фактором, существенно увеличивающим эффективность обработки, является возбуждение в объекте светоиндуцированной акустической волны [6]. Поэтому, при одинаковом

значении вводимой в единицу времени энергии, по сравнению с длинными импульсами предпочтительнее использовать более короткие импульсы или цуги коротких импульсов.

Результаты эксперимента

В результате эксперимента была получена следующая энергетическая характеристика выходных параметров от параметров накачки (в частности от энергии накачки). Наклон линейного участка характеризует эффективность ввода в YbEr:glass лазер накачки линейки из трёх диодов, каждый мощностью по 80 ватт:

Yb:Er:Glass laser performance.
Output pulse energy at 1,54 μm vs
pumping pulse energy at 940 nm (experiment) —■— Eg

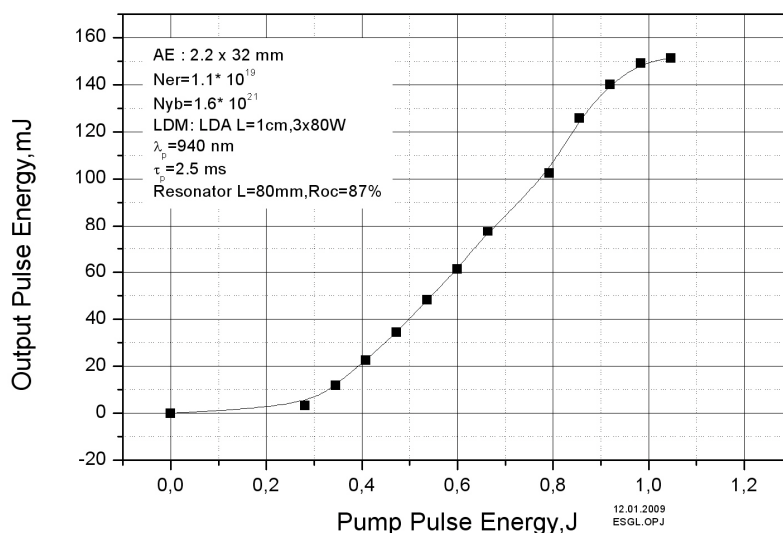


Рис. 2. Зависимость выходной энергии импульса от входной для иттербий-эрбиего лазера. Длина резонатора $L_c=80$ мм, размер активного элемента $2,2 \times 32$ мм, $\lambda_{\text{накачки}}=940$ нм и отражение выходного зеркала 87%

Результаты моделирования

Для моделирования использовался программный продукт LaserTrain версии 4.01 фирмы Centre «ТОМ» («Technology of Optical Materials»). Моделирование кинетики генерации лазера на иттербий-эрбиевом стекле производилось на основании системы кинетических балансных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial N'_3}{\partial t} = \sigma_p(N'_1 - N'_3)I_p - kN'_3N_1 - \gamma_{3'1'}N'_3 + akN_3N'_1 \\ \frac{\partial N_3}{\partial t} = kN'_3N_1 - \gamma_{31}N_3 - \gamma_{32}N_3 - akN_3N'_1 + \sigma_{abs}(N_1 - N_3)I_p \\ \frac{\partial N_2}{\partial t} = \gamma_{32}N_3 - \gamma_{21}N_2 - \sigma_e(N_2 - \mu N_1)I_s \\ \frac{\partial I_s}{\partial t} = (L_a / L_c) \frac{v_c}{n_e} \sigma_e I_s (N_2 - \mu N_1) - \frac{I_s}{\tau_c} \\ N'_3 + N'_1 = N_{Yb} \\ N_3 + N_2 + N_1 = N_{Er} \end{cases}$$

с параметрами среды, указанными на рис. 3 – спектр поглощения и схема уровней.

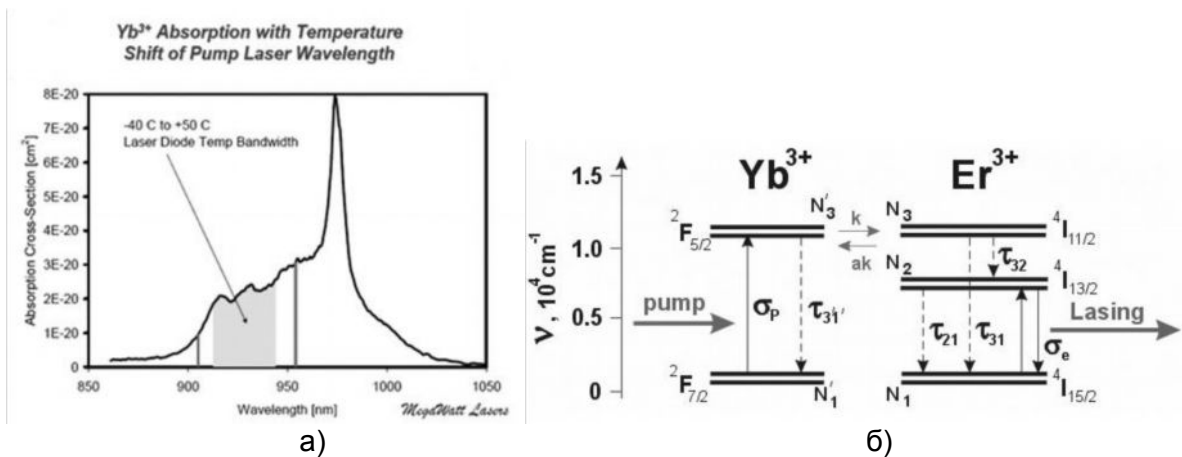


Рис. 3. Спектр поглощения иттербия (а) и схема уровней в лазере на YbEr:glass (б).
Накачка ведётся на длине волны 940 нм, а излучение на 1540 нм

В приведённой ниже таблице указаны начальные данные для моделирования лазера, необходимые для ввода в программу.

Таблица. Данные для моделирования лазера на YbEr:glass

Схема накачки	Поперечная
Активный элемент, мм	Dia 2.2×35
Длина волны накачки, нм	940
Коэффициент поглощения, см ⁻¹	5
Максимальная мощность накачки	300 (3 ЛДЛ длиной 1 см×100 Вт)
Длительность, мс	2.5
Lc, мм	150
Roc, %	Оптимизируется

Для временной структуры мы получаем характерные зависимости выходной энергии от энергии накачки и полной энергетической эффективности при различных значениях отражения выходного зеркала. Эти зависимости представлены на рис. 4.

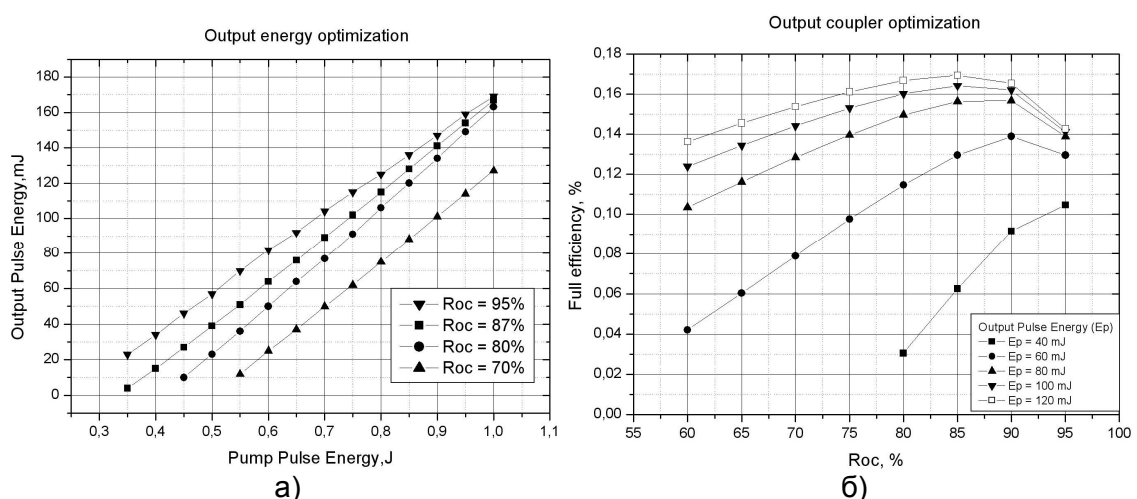


Рис. 4. Результаты оптимизации при моделировании. Зависимость выходной энергии от входной (а) и зависимость выходной эффективности от коэффициента отражения выходного зеркала (б)

На приведенном рис. 4 видно, что при увеличении коэффициента отражения зеркала энергетическая характеристика практически не меняет наклон, сдвигаясь вверх. Это означает линейное влияние коэффициента отражения на энергию выходного излучения, таким образом, желательно его увеличивать. С другой стороны ограничение

по эффективности для данной лазерной установки при 17% достигает максимума при значении коэффициента отражения – 85%. Получаем оптимальный коэффициент выходного зеркала в 85%.

Заключение

В работе рассмотрены основные принципы работы твёрдотельного лазера с диодной накачкой, излучающего в безопасном для глаз диапазоне. Обсуждаются настоящие установки для офтальмологических операций и приводятся доводы в пользу диодной накачки, а также лазеров на YbEr-стекле.

Лазеры с поперечной диодной накачкой могут быть эффективно использованы в офтальмологии глаза и для решения других проблем обработки биоткани. При получившейся максимальной эффективности в 17%, они могут быть достойными конкурентами лазерам на Nd:YAG с достигнутым теоретическим максимумом эффективности 27% [3].

Дальнейшее развитие таких твердотельных лазеров должно быть основано на упрощении схемы лазерной установки и удешевлении составляющих компонентов, снижении мощности, потребляемой накачкой, и увеличении эффективности работы квантового излучателя за счёт подбора подходящей длины волны (активного элемента) и энергии накачки.

Литература

1. Fyodorov S.N., Kopayeva V., Belicov A.V., Erofeev A.V., Andreyev Y.V. Device for removing cataracts. – United States Patent No.: 6,322,577B₁. – Nov. 27. – 2001.
2. Hee Chul Leea, Yong Pyung Kim, Simultaneous dual-wavelength oscillation at 1357 nm and 1444 nm in a Kr-flashlamp pumped Nd:YAG laser, Optics Communications 281. – 2008. – P. 4455–4458.
3. Kretschmann H.M., Heine F., Ostroumov V.G., Huber G. High-power diode-pumped continuous-wave Nd³⁺ lasers wavelengths near 1.44 μm . – Opt Lett. – 1997. – 22:466-8.
4. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.И., Жаботинский М.Е. – Лазерные фосфатные стекла. – М.: Наука. – 1980. – 352 с.
5. Копеева В., Андреев J., Kamal Okasha. Russian laser device “Racot” for laser cataract extraction. – 14th congress of the European Society of Ophthalmology. – Madrid. – 2003. – 67 p.
6. Копеева В., Андреев J., Kravchuk O. Propagation of acoustic wave (AW) induced by Nd:YAG laser with 1,44 μm wavelength in viscoelastic substances. – XXIV Congress of the ESCRS. – 9–13 September 2006. – London. – 2006. – 82 p.

ИМПУЛЬСНЫЙ НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

А.Н. Сергеев, Б.В. Шимберев
 Научный руководитель – к.т.н., с.н.с. С.В. Гагарский

В работе проводится моделирование неодимового лазера с диодной накачкой и модуляцией добротности на различных матрицах (YAG, YLF-Pl) для применения в системах объемной лазерной гравировки внутри стекла и оптимизация коэффициента отражения выходного зеркала и мощности накачки лазера. Также исследуется зависимость выходной энергии лазера от задержки включения затвора.

Ключевые слова: лазер, неодим, объемная гравировка, оптические пробой

Постановка задачи

Требования к лазерным источникам, предназначенным для гравировки в объеме прозрачных диэлектриков, существенно отличаются от требований к лазерам, используемым для поверхностной гравировки материалов. Во-первых, пороговые плотности импульсной световой мощности, необходимые для разрушения объема диэлектрика, как правило, выше, чем пороги повреждения поверхности. При использовании наиболее широко распространенных стандартных сканеров с входной апертурой 12–14 мм и фокусным расстоянием объектива 100 мм пороговая энергия лазерного импульса длительностью порядка 10 нс составляет порядка 0.7 мДж на длине волны 1.06 мкм при условии, что расходимость лазерного пучка близка к дифракционной. Во-вторых, из экономических соображений (стоимость и ресурс систем диодной накачки) обычно используются импульсный режим с прерыванием накачки на время перемещения или смены образцов. Кроме того, в ряде случаев, для реализации полутонных изображений, а также для компенсации оптических потерь в глубине материала требуется динамическое управление энергией импульсов.

В работе проводится моделирование лазеров на Nd:YAG и Nd:YLF-Pl со следующими параметрами: продольная схема накачки; поглощение накачки $2,7 \text{ см}^{-1}$; длительность накачки 180 мкс для Nd:YAG, 350 мкс Nd:YLF-Pl, длина активного элемента 8 см, диаметр – 3 мм, рабочий диаметр – 0,9 мм; геометрическая длина резонатора 135 мм, электрооптический затвор.

Модель лазера

В соответствии с энергетической схемой неодимовых лазеров [1], генерирующих на длине волны 1,064 мкм, приведенной на рис. 1, для моделирования лазера составлена система дифференциальных уравнений (1).

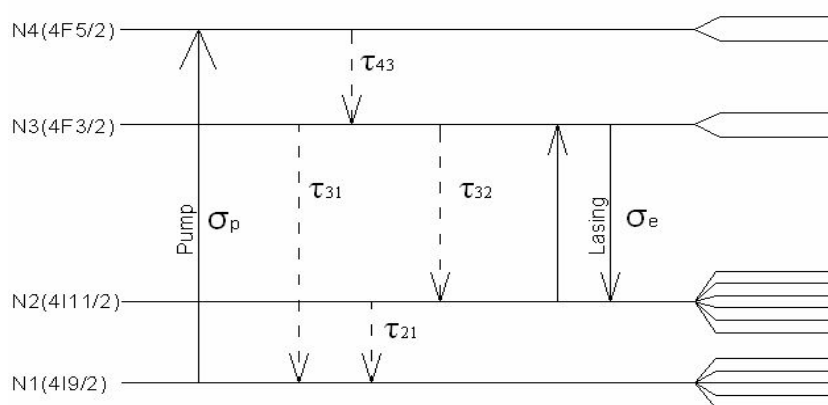


Рис. 1. Энергетическая схема неодимовых лазеров

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_4}{\partial t} &= \sigma_p(N_1 - N_4)I_p - \frac{\gamma_{43}}{\eta_L} N_4 \\
\frac{\partial N_3}{\partial t} &= \gamma_{43}N_4 - (\gamma_{32} + \gamma_{31})N_3 - \sigma_e(N_3 - \mu N_2)I_s \\
\frac{\partial N_2}{\partial t} &= \beta' \gamma_{32}N_3 - \gamma_{21}N_2 + \sigma_e(N_3 - \mu N_2)I_s \\
\frac{\partial I_s}{\partial t} &= (L_a/L_c) \frac{v_c}{n_a} \sigma_e I_s (N_3 - \mu N_2) - \frac{I_s}{\tau_c} + \frac{I_{s0}}{\tau_c} \beta' \\
N_{Nd} &= N_1 + N_2 + N_3 + N_4,
\end{aligned} \tag{1}$$

где $\gamma_{ij} = (\tau_{ij})^{-1}$ – частота перехода с уровня i на уровень j в ионах Nd^{3+} [c^{-1}]; N_i – населенность i уровня иона Nd^{3+} [cm^{-3}]; N_{Nd} – концентрация ионов Nd^{3+} [cm^{-3}]; σ_p – сечение поглощения [cm^2]; σ_e – сечение излучения Nd^{3+} лазерного перехода [cm^2]; β' – коэффициент ветвления люминесценции; η_L – квантовый выход люминесценции; I_p – поток излучения накачки [$1/(c \times cm^2)$]; I_s – внутриврезонаторная плотность потока фотонов лазерного излучения [$1/(c \times cm^2)$] (учитывает прямой и обратный поток); v_c – скорость света [cm/c]; $\mu = \mu_2/\mu_1$ – параметр вырождения; μ_2, μ_1 – параметры вырождения для верхнего и нижнего уровней лазерного перехода соответственно; $\tau_c = \frac{2L_c}{Vc - Ln(R_{oc} * T_{sh}(t) * T_{sh}(t) * (1 - g_c^2)) + 2g_a * L_a + 2g_s * L_{Sh}}$ – время жизни фотона в резонаторе [c], где R_{oc} – коэффициент отражения выходного зеркала [100%]; $L_c = L_{cg} + (n_a - 1)L_a + (n_{Sh} - 1)L_{Sh}$ – оптическая длина резонатора; L_{cg} – геометрическая длина резонатора [cm]; L_a, L_{Sh} – геометрические продольные размеры активной среды и затвора [cm]; n_a, n_{Sh} – соответствующие показатели преломления; g_a, g_s – диссипативные потери в активном элементе и затворе, соответствующие рассеянию, линейному поглощению [cm^{-1}]; g_c – различные внутриврезонаторные потери вызванные дифракцией, рассеянием, паразитным отражением [100%]; $T_{Sh}(t)$ – переменная составляющая пропускания затвора [100%] (постоянная составляющая включена в g_a и g_s).

Расчет пропускания активного затвора проводится в несколько этапов:

Этап первый ($ts \leq t, m=0$):

$$T_{sh}(t) = T_{sh}^0.$$

Этап второй (открытие затвора: $ts \leq t < ts + 4\tau_{f1}$):

$$T_{sh}(t) = T_{sh}^{\max} - (T_{sh}^{\max} - T_{sh}^0) * \text{Exp}\left(-n \left| \frac{(t - t_s)}{\tau_{f1}} \right| \right).$$

Этап третий (затвор открыт: $ts + 4\tau_{f1} \leq t < ts + 4\tau_{f1} + t_{off}$):

$$T_{sh}(t) = T_{sh}^{\max}.$$

Этап четвертый (заккрытие затвора: $ts + 4\tau_{f1} + t_{off} \leq t < ts + 4\tau_{f1} + t_{off} + 4\tau_{f2}$):

$$T_{sh}(t) = T_{sh}^0 + (T_{sh}^{\max} - T_{sh}^0) * \text{Exp}\left(-n \left| \frac{(t - t_s - 4\tau_{f1} - t_{off})}{\tau_{f2}} \right| \right).$$

Этап пятый (пауза между импульсами: $ts + 4\tau_{f1} + t_{off} + 4\tau_{f2} < t \leq ts + 1/f$):

$$T_{sh}(t) = T_{sh}^0,$$

где T_{sh}^0 – начальное пропускание затвора; T_{sh}^{\max} – максимальное пропускание затвора; t_{f1} – время открывания затвора, соответствующее изменению от 0.1 до 0.9 ($T_{sh}^{\max} - T_{sh}^0$); t_{f2}

– время закрывания затвора; t_{off} – время работы полностью открытого затвора; t_s – задержка включения затвора от момента начала накачки; $n=1$ для экспоненциальной и $n=2$ для квадратичной экспоненциальной функции переключения затвора.

Результаты моделирования

Для каждого из лазеров для нескольких значений коэффициента отражения выходного зеркала были построены графики зависимости энергии излучения от мощности накачки, по которым определялось оптимальное значение мощности накачки (на рис. 2 и 3 для Nd:YAG и Nd:YLF-PI соответственно приведены графики для тех значений коэффициента отражения выходного зеркала, по которым было определено оптимальное значение мощности накачки).

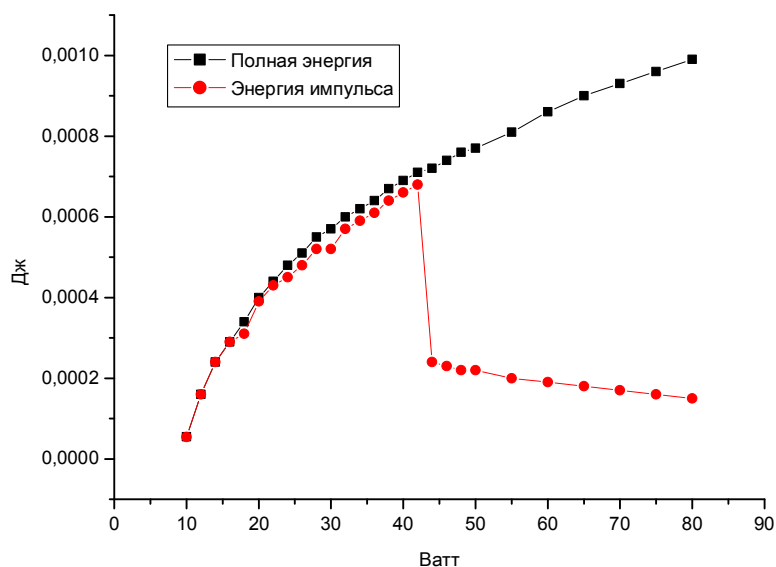


Рис. 2. Зависимость энергии излучения от мощности накачки при коэффициенте отражения выходного зеркала 60% для Nd:YAG

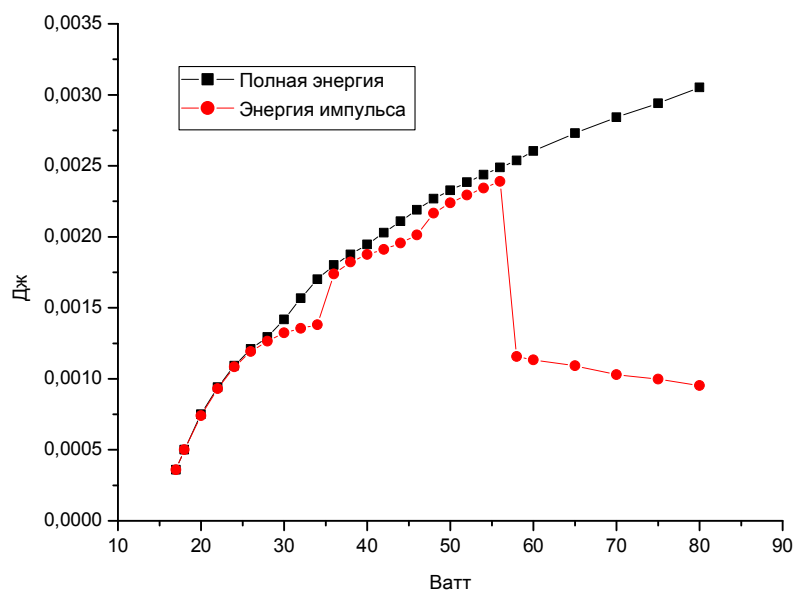


Рис. 3. Зависимость энергии излучения от мощности накачки при коэффициенте отражения выходного зеркала 60% для Nd:YLF-PI

Для полученных значений мощности накачки (42 ватта для Nd:YAG и 56 ватт для Nd:YLF-PI) были построены оптимизационные кривые для коэффициента отражения выходного зеркала (рис. 4 для Nd:YAG, рис. 5 для Nd:YLF-PI), по которым были определены оптимальные значения коэффициента отражения (60 % для обоих лазеров).

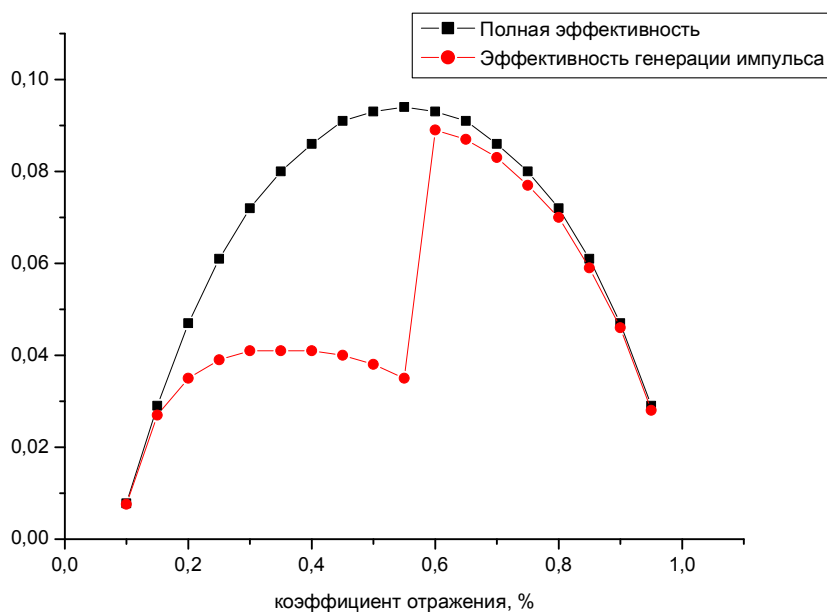


Рис. 4. Зависимость эффективности генерации лазера от коэффициента отражения выходного зеркала для Nd:YAG

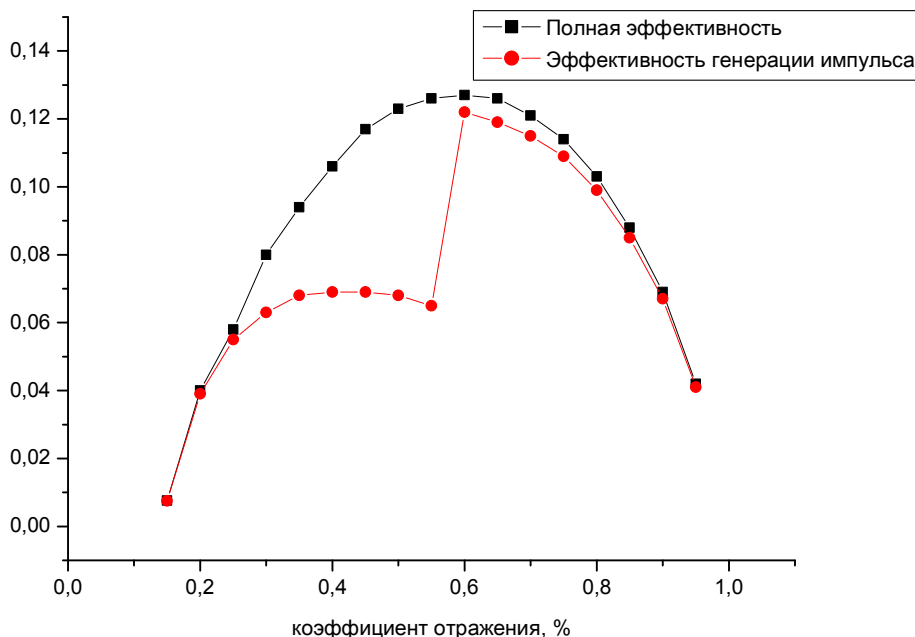


Рис. 5. Зависимость эффективности генерации лазера от коэффициента отражения выходного зеркала для Nd:YLF-PI

По полученным значениям мощности накачки и коэффициента отражения выходного зеркала были построены зависимости выходной энергии лазерного излучения от задержки включения затвора относительно конца импульса накачки (на рис. 6 зависимость для Nd:YAG, на рис. 7 – для Nd:YLF-PI).

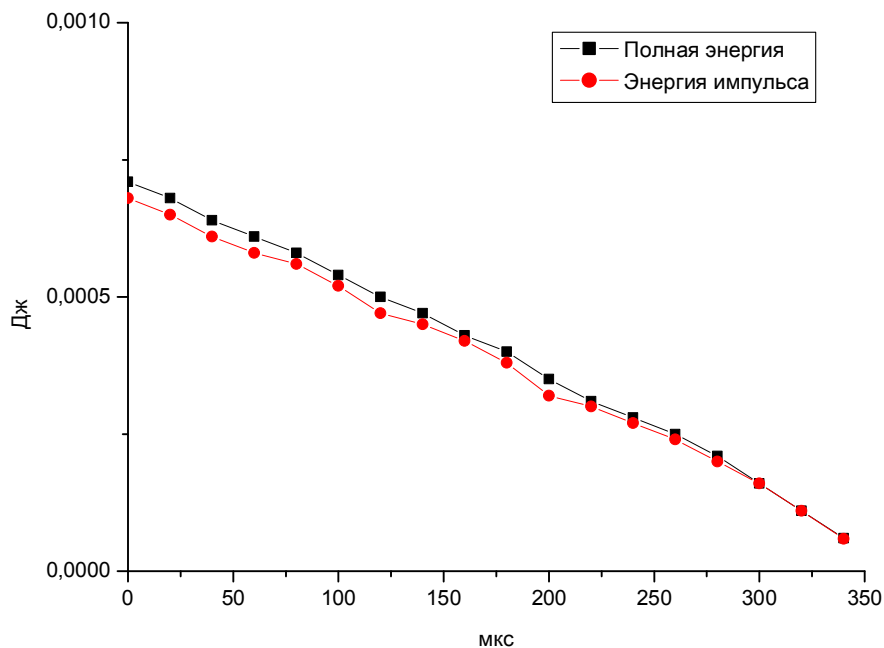


Рис. 6. Зависимость энергии излучения от задержки включения затвора для Nd:YAG

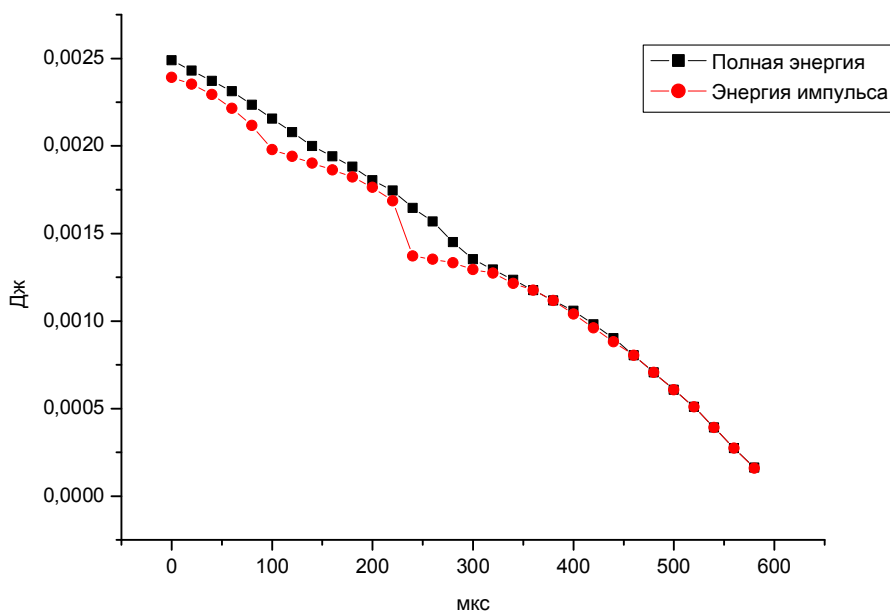


Рис. 7. Зависимость энергии излучения от задержки включения затвора для Nd:YLF-P1

Таким образом, для заданных параметров Nd:YAG и Nd:YLF-P1 лазеров были найдены оптимальные мощность накачки и коэффициент отражения выходного зеркала (42 ватта, 60% и 56 ватт, 60% соответственно). Для динамического управления энергией излучения предлагается менять время задержки включения затвора, соответствующие зависимости для обоих графиков были промоделированы и построены на рис. 6 и рис. 7.

Литература

1. Звелто О. Принципы лазеров: Пер. с англ. – 3-е изд., перераб и доп. – М.: Мир. – 1990. – 560 с.
2. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле. – М.: Наука. – 1990. – 288 с.
3. Glebov L.B. Intrinsic laser-induced breakdown of silicate glasses //Proc. SPIE. – 2002. – Vol. 4679. – С. 321–331.
4. Каминский А.А., Аминов Л.К., Ермолаев В.Л. и др. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов М.: Наука. – 1986. – 272 с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ ПРИ ИХ ВСТРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

К.С. Корешков

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор С.А. Козлов

Исследовано взаимодействие двух встречных параксиальных световых волн из малого числа колебаний с отличающимися центральными частотами при столкновении их в нелинейной среде. Получены зависимости параметров импульсов, генерируемых при таком столкновении на кратных и комбинационных частотах, от пространственно-временных характеристик взаимодействующих волн. Показано, что генерируются волны с различными амплитудными и частотными характеристиками, в том числе на других фазовых скоростях.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, нелинейная среда

Введение

Оптика импульсов из малого числа колебаний, часто называемых предельно короткими импульсами [1], к которым относят как пико- и субпикосекундные импульсы терагерцового диапазона спектра, так и аттосекундные импульсы ультрафиолетового, представляет большой интерес и своими прикладными задачами, например, диагностики взрывчатых веществ [2], так и фундаментальными, например, задачами хронометрирования аттосекундных внутриатомных процессов [3]. Особое внимание привлекает нелинейная оптика импульсов из малого числа колебаний. Это связано, в первую очередь, с неразрушением оптических сред (по крайней мере, за длительность таких предельно коротких импульсов) даже при весьма высоких интенсивностях излучения. Возможность увеличения интенсивности световой волны без оптического пробоя вещества приводит к качественному изменению, как облика известных явлений нелинейной оптики, так и самой природы взаимодействия света с веществом.

В большинстве опубликованных работ по нелинейной оптике предельно коротких импульсов рассматриваются эффекты их самовоздействия (например, генерации спектрального суперконтинуума). Работ же по нелинейному взаимодействию столь коротких импульсов на настоящий момент мало и в основном они посвящены анализу столкновения волн в световодах.

Уравнение параксиальной динамики пространственно-временного спектра оптического излучения в нелинейной диэлектрической среде

Динамика поля \vec{E} параксиальных световых волн с широким временным спектром, в том числе из малого числа колебаний, в нелинейной диэлектрической среде может быть описана уравнением [1]:

$$\Delta \vec{E} - \frac{N_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{2N_0}{c} a \frac{\partial^4 \vec{E}}{\partial t^4} - 2 \frac{N_0}{c} b \vec{E} - \frac{\epsilon_{nl}}{c^2} \frac{\partial^2 (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где N_0 , a , b – эмпирические константы, характеризующие дисперсию линейного показателя преломления среды

$$n^2(\omega) = N_0^2 + 2cN_0a\omega^2 - 2cN_0b\frac{1}{\omega^2}, \quad (2)$$

где ϵ_{nl} – коэффициент нелинейной диэлектрической проницаемости; Δ – лапласиан; t – время; c – скорость света в вакууме.

В данной статье используется спектральный подход к задаче; связано это с тем, что спектральный подход в сравнении с полевым обладает рядом преимуществ. Так,

например, достаточно сложное уравнение в частных производных [1] превращается, как будет показано ниже, в дифференциальное уравнение в полных производных и к тому же всего лишь второго порядка, линейное решение которого, к примеру, очевидно. Таким образом, работать со спектрами, как минимум, просто удобнее.

Для пространственно-временного спектра оптического излучения

$$\bar{G}(\omega, k_x, k_y, z) = \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{E}(t, x, y, z) e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} dt dx dy, \quad (3)$$

где ω , k_x , k_y – частоты временного и пространственного спектра световых волн, z – направление, вдоль которого они распространяются, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2 \bar{G}}{dz^2} + k_z^2 \bar{G} + \frac{\varepsilon_{nl} \omega^2}{c^2 (2\pi)^6} \iiint \int \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{G}(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ \bar{G}(\omega', k'_x, k'_y) \times \bar{G}(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y = 0, \quad (4)$$

где $k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega) - (k_x^2 + k_y^2)$.

Нормируем спектральное уравнение (4), вводя переменные: $\tilde{G} = \frac{G}{G_0}$, $\tilde{z} = z \cdot k_0$,

$\tilde{k}_x = \frac{k_x}{k_0}$, $\tilde{k}_y = \frac{k_y}{k_0}$, $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0}$, где G_0 – максимальное значение спектральной плотности

излучения на входе в нелинейную среду (при $z = 0$), $k_0 = \frac{N_0 \omega_0}{c}$, ω_0 – центральная частота излучения на входе в среду. В новых переменных уравнение (4) принимает вид:

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{d\tilde{z}^2} + \tilde{k}_z^2 \tilde{G} + \mu \tilde{\omega}^2 \iiint \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{G}(\tilde{\omega} - \tilde{\omega}' - \tilde{\omega}'', \tilde{k}_x - \tilde{k}'_x - \tilde{k}''_x, \tilde{k}_y - \tilde{k}'_y - \tilde{k}''_y) \times \\ \tilde{G}(\tilde{\omega}', \tilde{k}'_x, \tilde{k}'_y) \times \tilde{G}(\tilde{\omega}'', \tilde{k}''_x, \tilde{k}''_y) d\tilde{\omega}' d\tilde{k}'_x d\tilde{k}'_y d\tilde{\omega}'' d\tilde{k}''_x d\tilde{k}''_y = 0 \quad (5)$$

где $\tilde{k}_z^2 = \tilde{\omega}^2 (1 + A \tilde{\omega}^2 - B \frac{1}{\tilde{\omega}^2}) - \tilde{k}_x^2 - \tilde{k}_y^2$; $A = \frac{2ac\omega_0^2}{N_0}$; $B = \frac{2bc}{N_0 \omega_0^2}$; $\mu = \frac{\varepsilon_{nl}}{N_0^2} \omega_0^2 G_0^2 k_0^4$. Ниже

в нормированном уравнении (5) для удобства записи значки нормировки « \sim » будем опускать.

Итерационный метод решения уравнения динамики пространственно-временного спектра оптического излучения

Уравнение (5) удобно решать методом итераций, который позволяет свести это интегро-дифференциальное уравнение к совокупности однородных и неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений.

Будем искать решение (5) в виде ряда:

$$G(z) = G_0(z) + \mu G_1(z) + \mu^2 G_2(z) + \dots, \quad (6)$$

где μ – параметр малости. Тогда уравнение (5) сводится к системе уравнений

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 \vec{G}_0}{dz^2} + k_z^2 \vec{G}_0 = 0 \\ \frac{d^2 \vec{G}_1}{dz^2} + k_z^2 \vec{G}_1 + \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint \vec{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ \times \vec{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \vec{G}_0(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y = 0 \\ \frac{d^2 \vec{G}_2}{dz^2} + k_z^2 \vec{G}_2 + \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint \vec{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\ \times \vec{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \vec{G}_1(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y + \dots = 0 \\ \dots \end{array} \right. \quad (7)$$

Решение первого обыкновенного дифференциального уравнения системы (7), рассматриваемое как нулевая итерация, находится просто и имеет вид:

$$\vec{G} = \vec{C}_1^{(0)} e^{ik_z z} + \vec{C}_2^{(0)} e^{-ik_z z}, \quad (8)$$

где $\vec{C}_1^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$ и $\vec{C}_2^{(0)}(k_x, k_y, \omega)$ определяются из граничных условий.

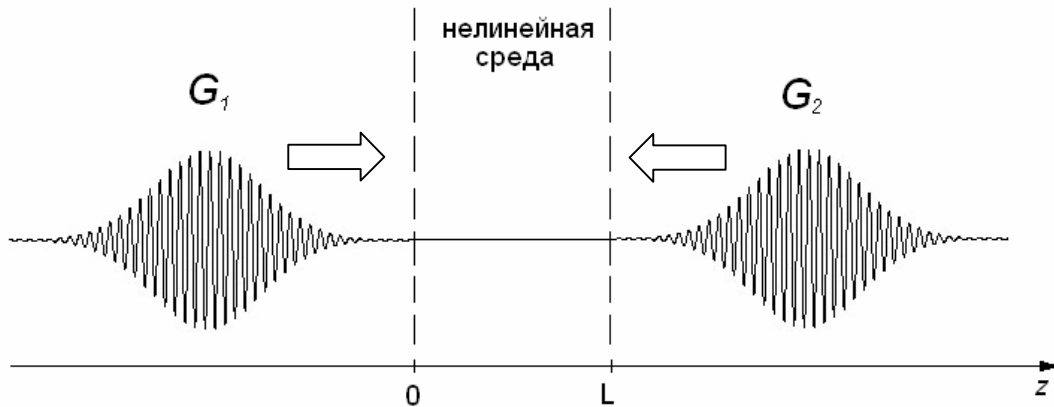


Рисунок. Взаимодействие встречных световых пучков в нелинейной среде

В следующей итерации, учитывающей нелинейность диэлектрической среды, можно получить выражения для пространственно-временных спектров излучения, генерируемого при столкновении встречных импульсов вида (8) на утроенных и комбинационных частотах. Решение второго линейного неоднородного обыкновенного дифференциального уравнения системы (5) можно записать в виде (рисунок)

$$\vec{G} = \vec{C}_1 e^{ik_z z} + \vec{C}_2 e^{-ik_z z} + \vec{G}_{nl}(z), \quad (9)$$

где $\vec{C}_1(\omega, k_x, k_y)$ и $\vec{C}_2(\omega, k_x, k_y)$ – постоянные интегрирования, получаемые при решении соответствующего однородного уравнения и которые можно положить равными нулю, поскольку их вклад в общее решение (6) уже учтен в (8), $\vec{G}_{nl}(z)$ – частное решение неоднородного уравнения. Это частное решение, проинтегрировав, например, неоднородное уравнение методом вариации постоянных [4], можно получить в виде:

$$\vec{G}_{nl}(z) = \vec{C}_1^{(1)}(z) e^{ik_z z} + \vec{C}_2^{(1)}(z) e^{-ik_z z}, \quad (10)$$

где коэффициенты $\vec{C}_1^{(1)}$ и $\vec{C}_2^{(1)}$ можно получить из системы:

$$\left\{ \begin{aligned}
\frac{d\bar{C}_1^{(1)}(z)}{dz} &= \frac{i}{2k_z} e^{-ik_z z} \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\
&\times \bar{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \bar{G}_0(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y \\
\frac{d\bar{C}_2^{(1)}(z)}{dz} &= \frac{-i}{2k_z} e^{ik_z z} \frac{1}{(2\pi)^6} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \bar{G}_0(\omega - \omega' - \omega'', k_x - k'_x - k''_x, k_y - k'_y - k''_y) \times \\
&\times \bar{G}_0(\omega', k'_x, k'_y) \times \bar{G}_0(\omega'', k''_x, k''_y) d\omega' dk'_x dk'_y d\omega'' dk''_x dk''_y.
\end{aligned} \right. \quad (11)$$

Будем рассматривать далее распространение в среде волн вида диспергирующих и дифрагирующих гауссовых встречных световых пучков разной центральной временной частоты (см. рисунок), для пространственно-временных спектров которых

$$\bar{C}_1^{(0)} = E_{01} \frac{\rho_{01}^2 \tau_{01} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{01}^2} e^{-\frac{(\omega - \omega_{01})^2}{4} \tau_{01}^2} \quad \text{— на границе } z=0$$

$$\bar{C}_2^{(0)} e^{-ik_z L} = E_{02} \frac{\rho_{02}^2 \tau_{02} \pi^{3/2}}{2i} e^{-\frac{k_x^2 + k_y^2}{4} \rho_{02}^2} e^{-\frac{(\omega - \omega_{02})^2}{4} \tau_{02}^2} \quad \text{— на границе } z=L,$$

где E_{01} , E_{02} — амплитудные; ρ_{01} , ρ_{02} — поперечные; τ_{01} , τ_{02} — временные размеры встречных световых пучков.

Далее ограничимся анализом частного случая: $\omega_0 = \omega_{01} = \omega_{02}$.

Кроме того, будем рассматривать в данной статье только генерацию излучения на комбинационных частотах. В этом случае получаем:

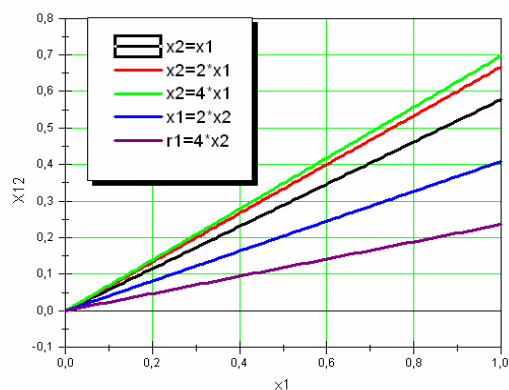
$$\begin{aligned}
G^{(1)}_{comb} &= E_{01}^3 \frac{\rho_{01}^2 \tau_{01} \pi^{3/2}}{48\sqrt{3}k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) \rho_{01}^2}{12}} \frac{-i}{2k_z} \times \\
&\times \left[\begin{aligned}
&e^{3ik_z z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - e^{ik_z z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} + \frac{1}{2} e^{-3ik_z L} e^{ik_z z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - \\
&-\frac{1}{2} e^{-3ik_z z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} + e^{-ik_z z} e^{-\frac{(\omega + \omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{-\frac{(\omega + \omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} + \\
&+\frac{1}{2} e^{3ik_z z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - \frac{1}{2} e^{-ik_z z} e^{-\frac{(\omega - 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} + e^{-3ik_z L} e^{-ik_z z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - e^{-3ik_z z} e^{-\frac{(\omega + 3\omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} + \\
&+ e^{-ik_z z} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2} - e^{ik_z z} e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{12} \tau_{01}^2}
\end{aligned} \right] + \\
&+ E_{02}^3 \frac{\rho_{02}^2 \tau_{02} \pi^{3/2}}{48\sqrt{3}k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) \rho_{02}^2}{12}} \frac{-i}{2k_z} \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left[\begin{aligned}
& e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} + \frac{1}{2} e^{-3ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} \\
& - \frac{1}{2} e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} + e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} - e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} + \\
& + \frac{1}{2} e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} - \frac{1}{2} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} + \\
& + e^{-3ik_z L} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} - e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} + e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2} - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{12} \tau_{02}^2}
\end{aligned} \right] + \\
& + E_{01}^2 E_{02} \frac{R_{12}^2 T_{12} \pi^{3/2}}{16k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{12}^2}{4}} \frac{i}{2k_z} \times \\
& \left[\begin{aligned}
& e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} + \frac{1}{2} e^{-3ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - \frac{1}{2} e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} \\
& + e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - 2e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - 2e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} \\
& - \frac{1}{2} e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} + \frac{1}{2} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - e^{-3ik_z L} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} + e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} \\
& - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} + e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} - 2e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2} + 2e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{12}^2}
\end{aligned} \right] + \\
& + E_{02}^2 E_{01} \frac{R_{21}^2 T_{21} \pi^{3/2}}{16k_z} e^{-\frac{(k_x^2 + k_y^2) R_{21}^2}{4}} \frac{i}{2k_z} \times \\
& \left[\begin{aligned}
& e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + \frac{1}{2} e^{-3ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - \frac{1}{2} e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + \\
& 2e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - 2e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - e^{-ik_z L} e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+3\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + \\
& - \frac{1}{2} e^{3ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + \frac{1}{2} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - e^{-3ik_z L} e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + e^{-3ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} \\
& - e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega-3\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} - 2e^{-ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2} + 2e^{ik_z z} e^{\frac{(\omega+\omega_0)^2}{4} T_{21}^2}
\end{aligned} \right] \\
(12)
\end{aligned}$$

$$\text{где } R_{12}^2 = \frac{\rho_{01}^2 \rho_{02}^2}{2\rho_{02}^2 + \rho_{01}^2}; R_{21}^2 = \frac{\rho_{02}^2 \rho_{01}^2}{2\rho_{01}^2 + \rho_{02}^2}; T_{12}^2 = \frac{\tau_{01}^2 \tau_{02}^2}{2\tau_{02}^2 + \tau_{01}^2}; T_{21}^2 = \frac{\tau_{02}^2 \tau_{01}^2}{2\tau_{01}^2 + \tau_{02}^2} \quad (13)$$

характеризуют ширины пучков и длительности импульсов, генерируемых на комбинационных частотах.

а)



б)

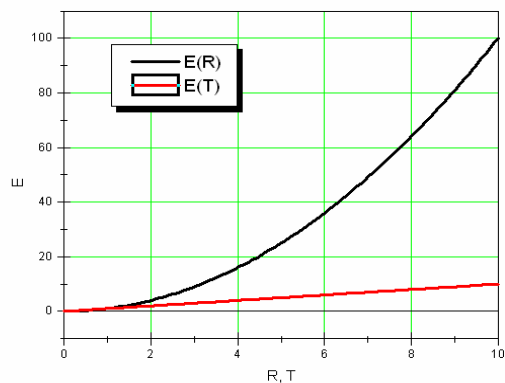


Рис. 2. а) зависимость временных длительностей и поперечных размеров волн на комбинационных частотах от параметров входных импульсов; б) зависимость амплитуд волн на комбинационных частотах от временных длительностей и поперечных размеров исходных пучков

Заключение

Основные нелинейные эффекты при взаимодействии двух ПКИ в нелинейной диэлектрической среде – генерация кратных и комбинационных частот в проходящем излучении с измененными по отношению к входящему в нелинейную среду излучению, пространственно-временными характеристиками, а также генерация световых волн на иных фазовых скоростях.

Литература

1. Козлов С.А., Самарцев В.В. Оптика фемтосекундных лазеров. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2007. – 218 с.
2. Козлов С.А, Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. – ЖЭТФ. – Т. 111. – В. 2. – 1997. – С. 404–418
3. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир. – 1996
4. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин С.А. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука. – 1988.

ОТРАЖАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ГОЛОГРАММНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

Е.Н. Аленинская

**Научный руководитель – Т.Г. Дубровина
(ЗАО «ХолоГрэйт», Санкт-Петербург)**

Проведены исследования спектральных характеристик дифракционных решеток с разной формой профиля: синусоидальным профилем, синусоидальной канавкой, синусоидальным выступом, трапециевидальным профилем. Результаты этих исследований позволяют оценить форму рельефа, используя связь между теоретическими и экспериментальными кривыми, и определить условия регистрации и проявления светочувствительного слоя для получения решеток с максимальной дифракционной эффективностью.

Ключевые слова: дифракция, дифракционная решетка, дифракционная эффективность

Введение

В современной технике применяется много разновидностей дифракционных решеток, отличающихся друг от друга частотой и профилем штрихов, размерами заштрихованной площади, формой поверхности, назначением и т.д.

В спектральных приборах наибольшее распространение получили отражательные дифракционные решетки. Долгое время дифракционные решетки изготавливались на делительных машинах. Штрихи имели вид канавок, нарезанных на металлическом слое, покрывающем диэлектрическую поверхность, на стеклянной или металлической пластинке. Профиль штриха определялся профилем алмазного резца и имел ступенчатую форму, обеспечивая концентрацию отраженного излучения в заданной спектральной области.

Позже был предложен голограммный метод [1] изготовления дифракционных решеток, основанный на регистрации интерференционной картины от двух когерентных источников, что позволило создать решетки с новыми ценными свойствами. Этот способ получения дифракционных решеток находит все более широкое распространение. Он позволяет уменьшить себестоимость изготовления дифракционных решеток и улучшить их оптические характеристики. При разработке спектрального оборудования требования к размерам, коэффициенту отражения и уровню рассеянного света дифракционных решеток постоянно возрастают.

При использовании голограммных дифракционных решеток в спектральных приборах предъявляются высокие требования к коэффициенту отражения. Величина и распределение интенсивности света по спектру решетки зависит от формы профиля ее штрихов. В отличие от нарезных решеток, профиль штрихов которых, как правило, имеет треугольную форму, голограммные решетки характеризуются более разнообразной формой профиля, а это в свою очередь определяет разнообразие их дифракционных свойств. Нахождение оптимальных форм профиля штрихов голограммных дифракционных решеток для достижения максимального коэффициента отражения является одной из важнейших задач при изготовлении таких решеток.

Исследование отражательных свойств

Одной из важнейших характеристик дифракционных решеток является коэффициент отражения. Он показывает способность решетки концентрировать излучение в заданном спектральном интервале, называемом рабочей областью. Рабочая область, или ширина блеска, решетки определяется наибольшим спектральным диапазоном, в котором коэффициент отражения решетки не опускается ниже заданного

уровня. Исследования показали, что голограммные решетки могут иметь высокий коэффициент отражения в широкой рабочей области. Однако величина коэффициента отражения по спектру зависит от формы поверхностного рельефа решетки, создаваемого в светочувствительном слое при регистрации интерференционной картины. У изготавливаемых в настоящее время голограммных дифракционных решеток профиль штриха имеет симметричную форму.

Для получения голограммных решеток используются двухлучевые интерферометры, в которых регистрация осуществляется в плоскости, перпендикулярной биссектрисе угла схождения световых пучков. При такой регистрации синусоидальное распределение интенсивности интерференционной картины преобразуется в проявленном светочувствительном слое в периодический поверхностный рельеф с симметричным профилем. В качестве регистрирующих материалов широко используются фоторезисты, ряд полупроводниковых соединений, а также коллоиды с хромовокислыми солями. Указанные материалы отличаются друг от друга чувствительностью к излучению, а также характером изменения глубины рельефа от экспозиции. Исследования показывают, что для пленок фоторезиста характерно линейное изменение глубины рельефа в зависимости от экспозиции, тогда как для пленок хромированного коллоида это изменение приближается к пороговому. Поэтому можно предположить, что при регистрации голограммных решеток в пленках фоторезиста будут формироваться штрихи с профилем, близким к синусоидальному, а в пленках хромированного коллоида профиль штрихов решетки будет приближаться к прямоугольному. При этом конкретная форма профиля зависит от экспозиции и условий обработки используемого светочувствительного материала и может быть разнообразной.

Особое значение в этой связи приобретает задача нахождения профилей, обеспечивающих высокий коэффициент отражения голограммных решеток в наиболее широкой рабочей области.

Трудности в определении оптимальных форм профилей штрихов голограммных дифракционных решеток экспериментальным путем делают целесообразным поиск этих форм путем теоретического анализа.

Известно [2], что голограммные решетки эффективно работают в области длин волн, сравнимых с периодом решетки, и характеризуются в этой области различными коэффициентами отражения для излучения с электрическим вектором, направленным параллельно (Е-поляризация) и перпендикулярно (Н-поляризация) штрихам решетки. Поэтому, при расчете коэффициентов отражения этих решеток должен учитываться векторный характер электромагнитных волн.

Приближенные методы расчета коэффициентов отражения голограммных решеток мало пригодны вследствие низкой точности в определении величины этих коэффициентов в области длин волн порядка периода решетки. Наиболее полные и достоверные сведения о величине и распределении интенсивности отраженного света по спектру голограммной решетки можно получить при использовании методов, основанных на строгом решении задач дифракции. Чаще всего используется численный метод, основанный на решении интегральных уравнений для бесконечно проводящей периодической отражающей поверхности произвольного профиля [3]. Используя этот метод, была создана программа PC Grate, позволяющая рассчитать спектральные характеристики дифракционных решеток в зависимости от глубины и формы профиля штрихов дифракционной решетки.

С помощью этой программы были проведены исследования спектральных характеристик дифракционных решеток с разной формой профиля штрихов.

Для примера рассмотрим влияние формы профиля для решетки 1200 лин/мм в диапазоне длин волн 650–1000 нм.

Рассмотрим спектральные характеристики дифракционных решеток с разной формой профиля: синусоидальным профилем, синусоидальной канавкой, синусоидальным выступом, трапецидальным профилем.

На рис. 1 – сравнение трапецидального профиля с синусоидальным.

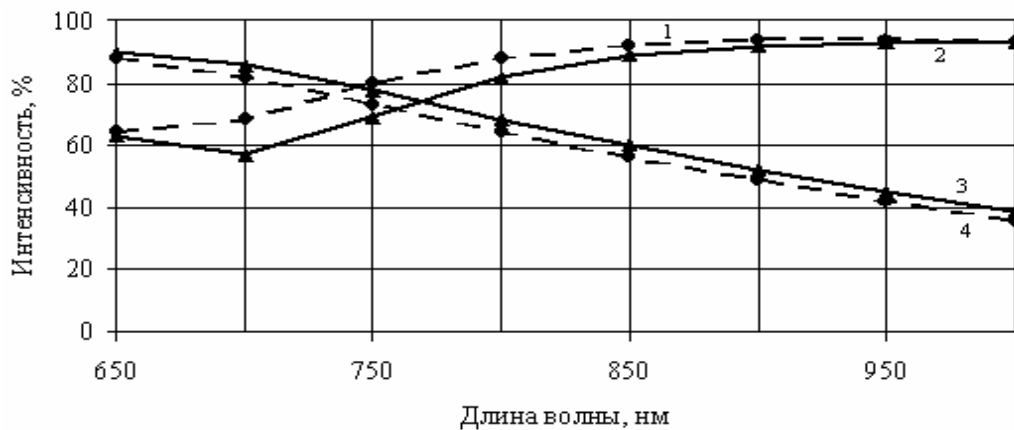


Рис. 1. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с синусоидальным и трапецидальным (штрих-промежуток 126 нм, угол наклона 45°) профилями для излучения с электрическим вектором, направленным параллельно (E-поляризация) и перпендикулярно (H-поляризация) штрихам решетки

На рис. 2 представлены спектральные характеристики при изменении крутизны.

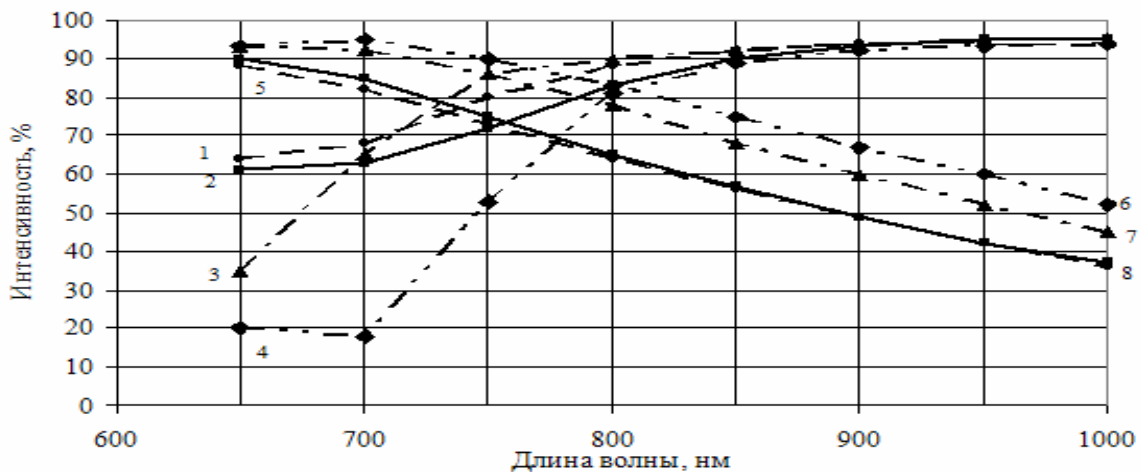


Рис. 2. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с синусоидальным профилем.

--- синусоида: 1 – H-поляризация, 5 – E-поляризация; — синусоида с шириной канавки 25,8 нм и коэффициентом крутизны 1,1: 2 – H-поляризация, 8 – E-поляризация; -.-. синусоида с шириной канавки 142 нм и коэффициентом крутизны 1,3: 3 – H-поляризация, 7 – E-поляризация; -.-.-. синусоида с шириной канавки 228 нм и коэффициентом крутизны 1,5: 4 – H-поляризация, 6 – E-поляризация

На рис. 3 представлены спектральные характеристики голограммных решеток при увеличении ширины канавки.

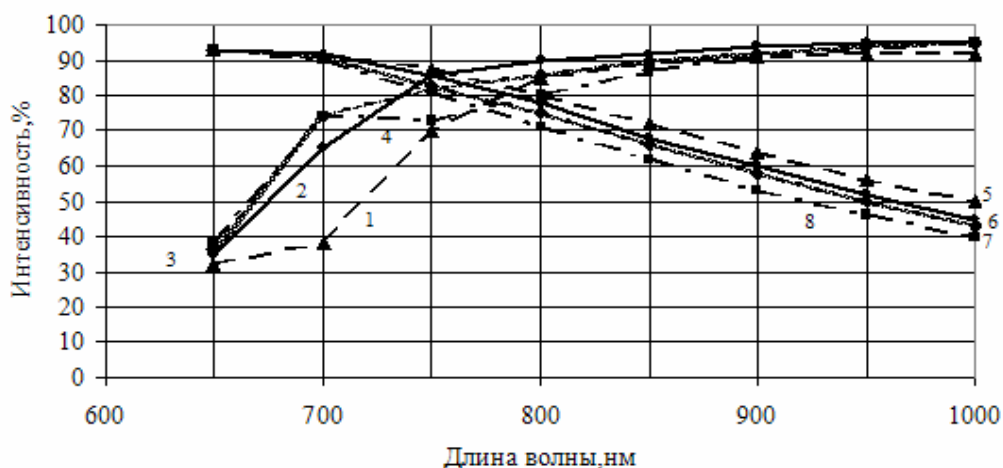


Рис. 3. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с синусоидальным профилем. Коэффициент крутизны 1,3.
 - - - синусоида с шириной канавки 192 нм: 1 – Н-поляризация, 5 – Е-поляризация;
 — синусоида с шириной канавки 142 нм: 2 – Н-поляризация, 6 – Е-поляризация;
 -.-.- синусоида с шириной канавки 96 нм: 3 – Н-поляризация, 8 – Е-поляризация;
 == синусоида с шириной канавки 122 нм: 4 – Н-поляризация, 7 – Е-поляризация

На рис. 4 представлены спектральные характеристики голограммных решеток при уменьшении ширины канавки.

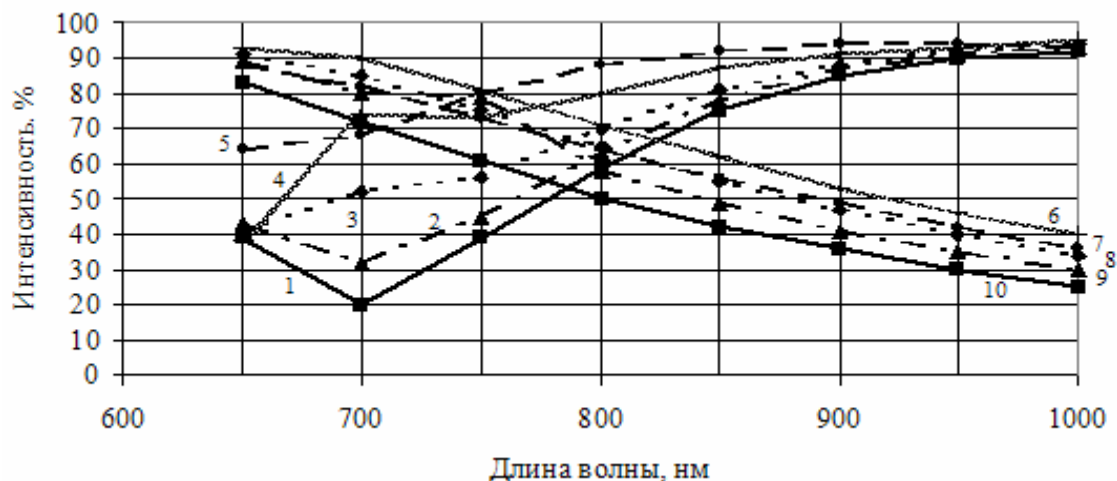


Рис. 4. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с синусоидальным профилем. Коэффициент крутизны 1,3.
 - - - синусоида: 5 – Н-поляризация, 7 – Е-поляризация; — синусоида с шириной канавки 0 нм: 1 – Н-поляризация, 10 – Е-поляризация; -.-.- синусоида с шириной канавки 30 нм: 2 – Н-поляризация, 9 – Е-поляризация; ... синусоида с шириной канавки 60 нм: 3 – Н-поляризация, 8 – Е-поляризация; == синусоида с шириной канавки 96 нм: 4 – Н-поляризация, 6 – Е-поляризация

Рассмотрим трапецеидальный профиль. На рис. 5 представлены спектральные характеристики при изменении угла наклона.

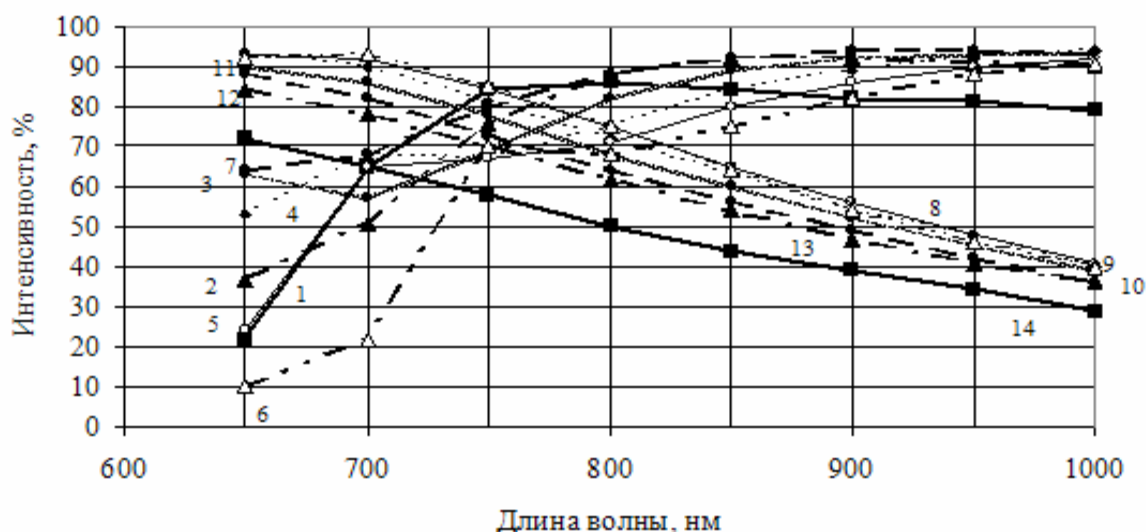


Рис. 5. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с трапецеидальным профилем.

- - - синусоида: 7 – Н-поляризация, 12 – Е-поляризация; — трапеция с углом наклона 35°: 1 – Н-поляризация, 14 – Е-поляризация; -.-.- трапеция с углом наклона 40°: 2 – Н-поляризация, 13 – Е-поляризация; =.= трапеция с углом наклона 45°: 3 – Н-поляризация, 11 – Е-поляризация;трапеция с углом наклона 50°: 4 – Н-поляризация, 9 – Е-поляризация; __ трапеция с углом наклона 55°: 5 – Н-поляризация, 8 – Е-поляризация; -.-.- трапеция с углом наклона 60°: 6 – Н-поляризация, 10 – Е-поляризация

На рис. 6 представлены спектральные характеристики при уменьшении ширины канавки.

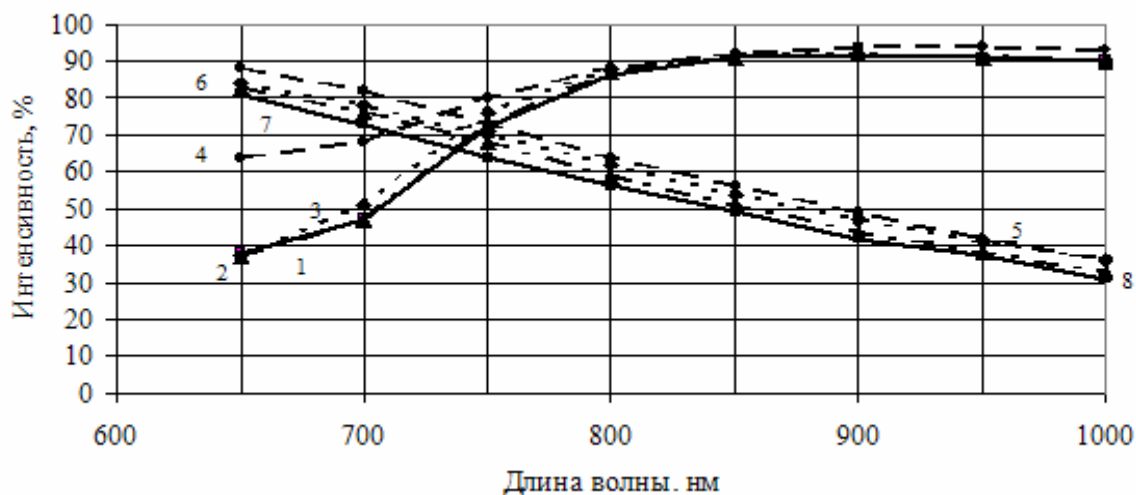


Рис. 6. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с трапецеидальным профилем. Угол наклона 40°.

- - - синусоида: 4 – Н-поляризация, 5 – Е-поляризация; — трапеция с шириной канавки 20 нм: 1 – Н-поляризация, 7 – Е-поляризация; -.-.- трапеция с шириной канавки 40 нм: 2 – Н-поляризация, 6 – Е-поляризация;трапеция с шириной канавки 71 нм: 3 – Н-поляризация, 8 – Е-поляризация

На рис. 7 представлены спектральные характеристики голограммных решеток при увеличении ширины канавки.

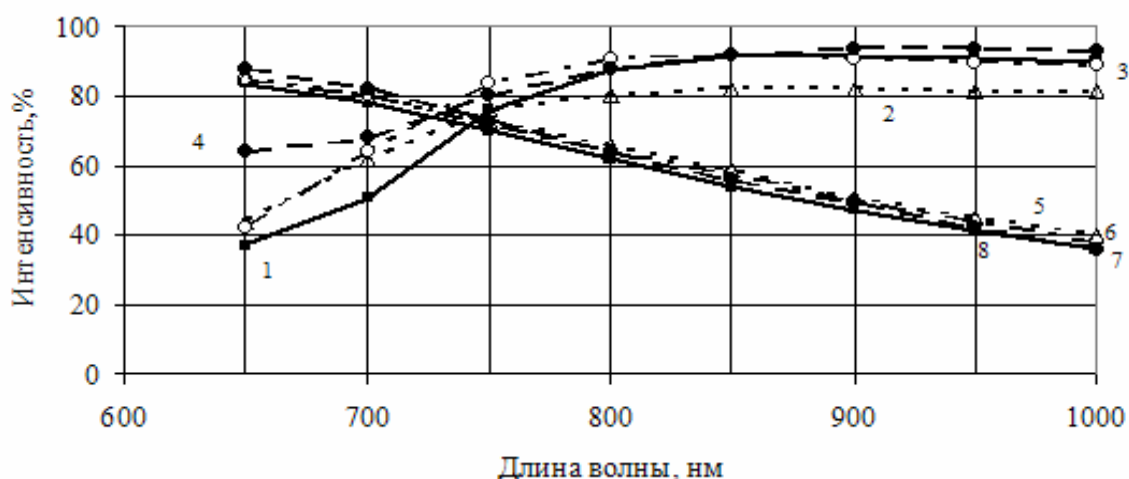


Рис. 7. Спектральные характеристики голограммных решеток 1200 лин/мм с трапецидальным профилем. Угол наклона 40° .

- - - синусоида: 4 – Н-поляризация, 6 – Е-поляризация; — трапеция с шириной канавки 71 нм: 1 – Н-поляризация, 8 – Е-поляризация; ... трапеция с шириной канавки 132 нм: 2 – Н-поляризация, 5 – Е-поляризация; -.- трапеция с шириной канавки 122 нм: 3 – Н-поляризация, 7 – Е-поляризация

Заключение

Проведены исследования спектральных характеристик дифракционных решеток с разной формой профиля: синусоидальным профилем, синусоидальной канавкой, синусоидальным выступом, трапецидальным профилем.

Результаты этих исследований показали, что голограммные дифракционные решетки с синусоидальным профилем рельефа штрихов обладают максимальной эффективностью, если такую решетку использовать для неполяризованного излучения. Для поляризационного излучения можно использовать дифракционные решетки с различными профилями рельефа. Для этого необходимо знать определенные параметры: крутизну, штрих-промежутки.

Строгие расчеты коэффициента отражения показали, что крутизна выступов незначительно влияет на спектральные характеристики Е- и Н-поляризации. Зато изменение штрих-промежутков приводит к значительным изменениям.

Результаты этих исследований позволяют оценить форму рельефа, используя связь между теоретическими и экспериментальными кривыми, и определить условия регистрации и проявления светочувствительного слоя для получения решеток с максимальной дифракционной эффективностью.

Литература

1. Денисюк Ю.Н. ДАН.144.6 (1962).
2. Герке Р.Р., Корешев С.Н., Семенов Г.Б., Смирнов В.В. Голограммная оптика в «ГОИ им. Вавилова»// Оптический журнал. – 1994. – № 1. – С. 26–29.
3. Савицкий Г.М., Голубенко И.В. «Анализ свойств дифракционных голограммных решеток». – ОМП. – 1983. – № 6.

ЛИНЕЙНЫЙ ПРЕДСКАЗАТЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ: ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

З.С. Бекяшева

Научный руководитель – к.т.н., доцент А.В. Павлов

Исследовано влияние частотной фильтрации, возникающей вследствие ограниченности динамического диапазона регистрирующей среды, на характеристики случайного процесса применительно к реализации модели линейного предсказателя методом голографии Фурье. При численном моделировании использованы модели фильтров, адекватных реальным характеристикам голографических регистрирующих сред. Получены зависимости, связывающие оценку стационарности с характеристиками процесса и фильтра.

Ключевые слова: линейный предсказатель, случайный процесс, фильтрация в спектральной плоскости

Введение

В теории случайных процессов известна модель линейного предсказателя, которая позволяет предсказать дальнейшее поведение реализации – вычисляет оценку матожидания реализации в точке предсказания. Линейный предсказатель является наилучшим по критерию минимума среднего квадрата ошибки предсказателем для стационарных случайных процессов [1, 2]. Значение процесса в какой-либо точке представляется в виде суммы взвешенных предыдущих значений по формуле:

$$\text{Im}_{\text{Bpred}}(x_k) = \int_{x_{\text{Min}}}^{x_0} \text{Im}_B(x_0 - x) a(x) dx,$$

$$\int_{x_{\text{Min}}}^{x_0} a(x) C_{\text{BA}}(|x - \varepsilon|) dx = C_{\text{BA}}(x_k + x),$$

где $\text{Im}(x)$ – реализации стационарного случайного процесса; $\text{Im}_{\text{Bpred}}(x_k)$ – предсказанное значение; $C_{\text{BA}}(x)$ – функция взаимной корреляции $\text{Im}_A(x)$ и $\text{Im}_B(x)$.

В работах [3, 4] теоретически и экспериментально показана возможность реализации модели линейного предсказателя в 4-г схеме фурье-голографии с обращением волновых фронтов в плоскостях корреляций и изображений.

Для корректности применения модели линейного предсказателя должны выполняться требования о нулевом матожидании и стационарности реализации.

Первое условие может быть выполнено либо режекцией нулевой частоты в спектре реализации [5], либо переходом к приращениям процесса [6]. Для сведения процесса к стационарному могут быть применены, в числе прочих, два метода: переход от нестационарной реализации к стационарным интервалам [6] и переход к стационарным приращениям [7]. Представляет интерес возможность реализации этих методов в рассматриваемой схеме фурье-голографии.

Данная работа посвящена исследованию влияния фильтрации в частотной плоскости на такие характеристики процесса, как стационарность и регулярность–сингулярность.

Подход к решению задачи

Физические основания подхода к решению данной задачи определяются тем, что динамический диапазон регистрирующей среды для записи голограммы всегда

ограничен, а спектры реальных изображений имеют очень большой, в несколько порядков, перепад амплитуд. Таким образом, на голограмме может быть записан только ограниченный участок Фурье-спектра (определенный интервал частот), выбор которого каждый раз определяется задачей. Соответственно, при восстановлении или иной обработке изображения голограммой Фурье всегда имеет место частотная фильтрация.

Выполнение требования о матожидании

Первое требование модели линейного предсказателя – нулевое матожидание реализации. Известно, что при разложении реализации процесса в ряд Фурье (1) его матожидание равно значению спектра на нулевой частоте [5].

$$F(x(t)) = f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-2\pi\nu t} dt \quad (1)$$

$$f(0) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt = m(t) \quad (2)$$

Таким образом, требование о нулевом матожидании выполняется с помощью фильтрации в частотной плоскости удалением нулевой частоты из спектра реализации.

Выполнение требования о стационарности

Первый метод сведения процесса к стационарности – выделение из нестационарного по матожиданию процесса ограниченной реализации. Объясним это подробнее. Этот метод применим в случае, если нестационарность реализации по матожиданию обусловлена присутствием (большим весом) низких частот в спектре. Поэтому при выделении из нестационарного процесса ограниченной реализации имеет значение выбор начала отсчета реализации.

Рассмотрим этот случай на простейшем примере – синусоиды с наложенными на нее высокочастотными колебаниями.

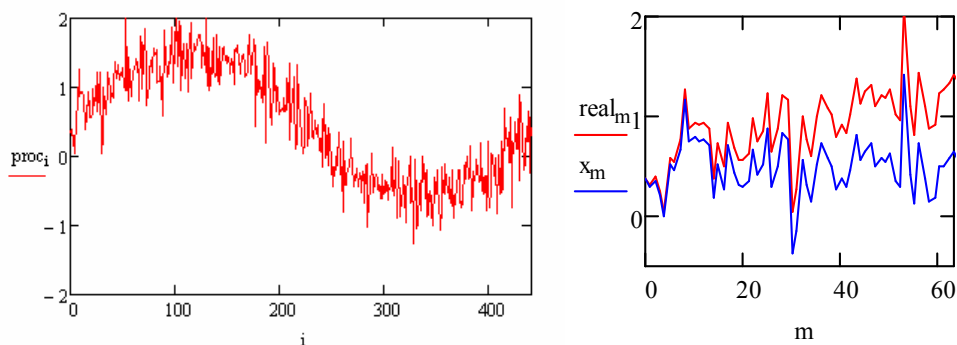


Рис. 1. Нестационарный процесс и его реализации: стационарная (синяя) и нестационарная (красная)

Если выбрать реализацию таким образом, чтобы на протяжении всей ее длины матожидание выбранного отрезка гармоник не изменялось (при заданной точности), то реализация будет стационарна по матожиданию. Если же матожидание отрезка синусоиды изменяется (например, растет, как на рисунке), реализация нестационарна.

Таким образом, из этого рассмотрения следует, что от нестационарности (по матожиданию) можно избавиться, удалив из спектра соответствующие частоты, т.е. применив к процессу фильтрацию в частотной плоскости. Поскольку нестационарность в данной модели обусловлена наличием низкой частоты, то может быть предложен способ избавления от нее путем режекции низких частот.

Основная идея этого метода сведения к стационарности состоит в том, что при умещении в длине реализации целого числа периодов самой низкой частоты спектра матожидание реализации постоянно, оценка стационарности довольно велика. Если же целое число периодов не умещается, то матожидание непостоянно, оценка стационарности ниже. Это соотношение действует при малой величине отношения длины реализации к периоду самой низкой частоты – L/T_{\min} ; При $L/T_{\min} \gg 1$ величина этого отношения не играет большой роли, оценка растет. Очевидно, оценка стационарности тем выше, чем выше доля высоких частот в спектре реализации, и, соответственно, ниже доля низких частот.

Было проведено численное моделирование фильтрации процесса полосовым (прямоугольным), сигмоидальным, гауссообразным и фильтром – суммой двух функций Гаусса, функции фильтров приведены на рис. 2. Такие фильтры выбраны, исходя из их адекватности реальным передаточным функциям.

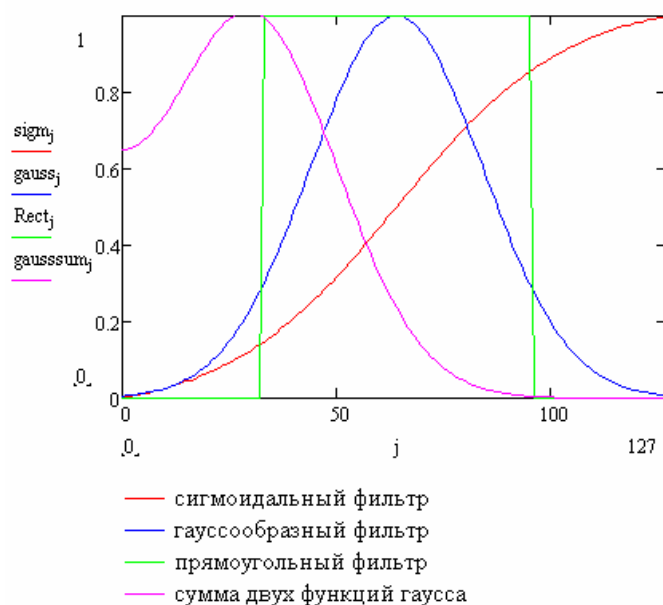


Рис. 2. Виды фильтров, используемых для численного моделирования

Были вычислены зависимости оценки нестационарности от характеристик фильтров, приведённые на рис. 3. Для вычисления оценки нестационарности исследуемая реализация делилась на две равных части, и вычислялось матожидание каждой из этих частей. Оценка нестационарности вычислялась как квадрат разности этих матожиданий, отнесенный к дисперсии реализации. На рис. 3 построена зависимость оценки нестационарности от величины отношения длины реализации к радиусу корреляции. Эта величина является интегральной оценкой, так как связывает характеристику процесса в пространственной области (длину реализации) со спектральной характеристикой через радиус корреляции. Таким образом, при изменении какой-либо из этих характеристик оценка нестационарности меняется.

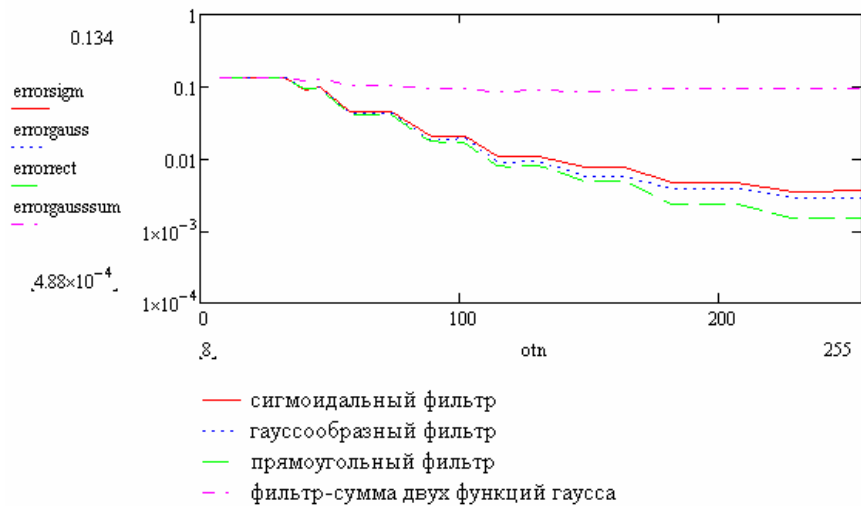


Рис. 3. Зависимость оценки нестационарности от величины отношения длины реализации к радиусу корреляции

Видно, что самая низкая оценка нестационарности у реализации после фильтрации полосовым фильтром, т.к. фильтр полностью вырезает диапазон низких частот. Оценка нестационарности у реализации после фильтрации гауссообразным фильтром несколько выше из-за ослабления также и некоторого диапазона высоких частот, что вызывает нестационарность, однако большее влияние на оценку оказывает степень ослабления низких частот. Для того, чтобы продемонстрировать эффект, обусловленный влиянием низких частот, был введен фильтр, являющийся суммой двух функций Гаусса. Он имеет несколько более высокий коэффициент пропускания в области низких частот, а в области высоких частот совпадает с гауссообразным фильтром. Однако оценка нестационарности гораздо выше. Оценка нестационарности реализации после фильтрации сигмоидальным фильтром выше, чем после фильтрации гауссообразным фильтром, так как она меньше ослабляет низкие частоты. Таким образом, ослабление низких частот существенно снижает оценку нестационарности.

Суть второго метода состоит в переходе от процесса к его стационарным приращениям. Это реализуется применением к процессу дифференцирующего фильтра в спектральной плоскости.

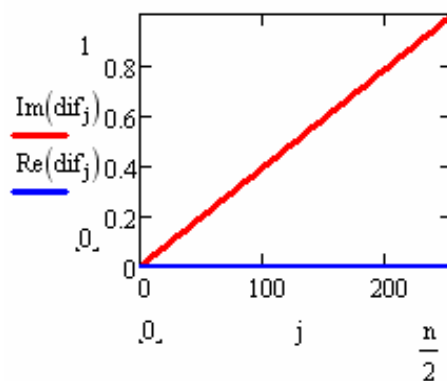


Рис. 4. Дифференцирующий фильтр

Такой фильтр реализует сдвиг фаз волны на $2\pi v$, ослабляя низкие частоты и пропуская высокие, его комплексную функцию пропускания можно представить в виде $2\pi v i$, где v – частота; i – мнимая единица [5]. При использовании данного метода сведения к стационарности выполняется и первое условие модели предсказателя.

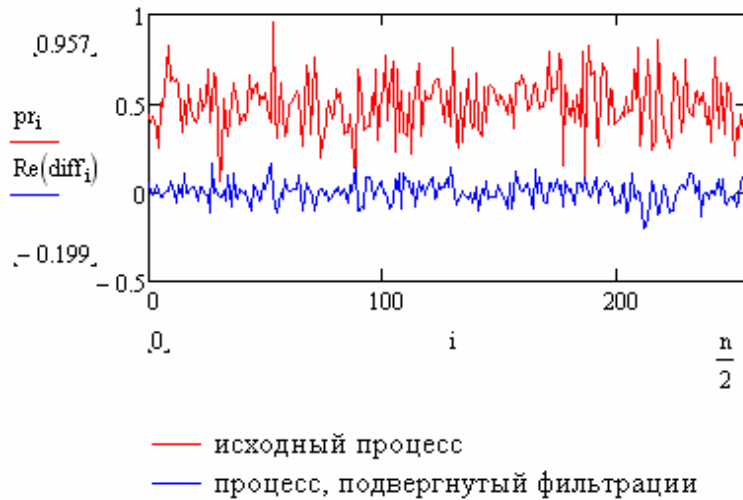


Рис. 5. Процессы до и после дифференцирующей фильтрации

Таким образом, два последних метода перехода от нестационарного процесса к стационарному основаны на частотной фильтрации – фильтрации высоких частот, так как низкие частоты являются оценкой матожидания. В первом случае рассматривается ослабление частот различными фильтрами – прямоугольным, сигмоидальным, и гауссообразным фильтрами, а во втором – ослабление фильтром с комплексной функцией пропускания – $2\pi i$.

Влияние фильтрации на регулярность-сингулярность процесса

Важной характеристикой модели предсказателя является ошибка предсказания. Она может быть представлена в виде функции

$$\sigma^2 = E(\text{Im}_{\text{Bpred}}(x_k) - \text{Im}_B(x_k))^2,$$

где $\text{Im}_B(x)$ и $\text{Im}_{\text{Bpred}}(x)$ – реальное и предсказанное значения процесса в точке B соответственно. Применительно к величине ошибки вводятся определения сингулярного и регулярного процесса. Если ошибка предсказания на любую глубину равна нулю, то процесс сингулярный, если же ошибка предсказания не равна нулю – процесс регулярный.

Регулярный процесс может быть представлен в виде

$$x_n = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \varepsilon_{n-k}$$

где c – коэффициенты; ε – случайные величины с нулевым матожиданием.

Исходя из этого представления, в работе [3] показано, спектр регулярного процесса непрерывен и нигде не равен нулю, а в спектре сингулярного процесса существуют интервалы, на которых он обращается в ноль. Математическая запись условий регулярности и сингулярности соответственно может быть представлена в виде:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln f(v)}{1+v^2} > -\infty,$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln f(v)}{1+v^2} = -\infty,$$

где v – частота; $f(v)$ – спектр процесса.

Так как после полосовой фильтрации в частотной плоскости спектр процесса ограничен, то регулярный процесс после фильтрации становится сингулярным, и может быть предсказан с минимальной ошибкой.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(f(v))}{1+v^2} dv = \ln(f(v)) \operatorname{arctg}(v) \Big|_{-\infty}^{\infty} - \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{f'(v)}{f(v)} \operatorname{arctg}(v) dv = -\infty.$$

Этот факт имеет объяснение: примером сингулярного процесса является синусоида, сумма нескольких гармоник также является сингулярным процессом, и, путем полосовой фильтрации, мы выделяем некоторый диапазон частот, следовательно, процесс со спектром после фильтрации является сингулярным, что приводит к уменьшению ошибки предсказания. Однако реальные процессы всегда имеют ограниченный спектр, т.е. определенный набор частот, поэтому необходимо установить связь величины частотного диапазона с оценкой сингулярности. Сингулярным считается процесс, спектр которого состоит из отдельных дельта-функций. Регулярным можно считать процесс, если расстояние между этими дельта-функциями стремится к нулю.

Заключение

Таким образом, частотную фильтрацию, появляющуюся вследствие ограниченности динамического диапазона регистрирующих сред, можно использовать для изменения характеристик процесса так, чтобы они удовлетворяли требованиям модели линейного предсказателя.

Литература

1. Дуб Дж. Л., Вероятностные процессы: пер. с англ./Под ред. Р.Л. Добрушина, А.М. Яглома. – М.: издательство иностранной литературы. – 1956. – 606 с.
2. Grimmett G.R., Stirzaker D.R. Probability and random processes. – Oxford University Press. – 2001. – 608 с.
3. Павлов А.В. Реализация регрессионных моделей обработки информации методом фурье-голографии// Известия Академии Наук. Серия: Теория и Системы Управления. – 2005. – №2. – С. 29–36.
4. Павлов А.В. О применимости модели линейной регрессии к описанию Фурье-голографии// Оптика и спектроскопия. – 2005. – 98. – №6. – С. 1033–1037.
5. Василенко Г.И., Цибулькин Л.М. Голографические распознающие устройства. – М.: Радио и связь. – 1985. – 312 с.
6. Вентцель А.Д. Курс теории случайных процессов. – М.: Физматлит. – 1996. – 400 с.
7. Прохоров Ю.В., Розанов Ю.А. Теория вероятностей. – М.: Наука. – 1973. – 496 с.

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА

УДК 536.5

РАЗРАБОТКА ПРИБОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОТОКОВ

А.С. Некрасов, С.В. Фадеева

Научные руководители:

к.т.н., доцент В.А. Кораблев, к.т.н. Д.С. Макаров

Приводится описание конструкции и методика выбора основных параметров радиометра для измерения высокоинтенсивных тепловых потоков.

Ключевые слова: радиометр, тепловой поток

Введение

Ряд технологических процессов в области металлургии и химии характеризуется высокоинтенсивным тепловым излучением, плотность которого может достигать десятков киловатт на квадратный метр. Большую плотность имеют также тепловые потоки при сильных пожарах. Для защиты персонала, участвующего в технологических процессах, и пожарных разрабатывается защитное снаряжение, которое должно обеспечивать жизнедеятельность в условиях высоких температур и потоков. Международные стандарты, например, [1, 2] устанавливают, что защитные костюмы должны испытываться при тепловых потоках плотностью 50 кВт/м^2 .

Для измерения тепловых потоков применяются различные тепломеры, принцип действия которых описан в работах [3, 4]. Верхний предел измерений этих тепломеров не превышает 20 кВт/м^2 . В работе [5] описан радиометр типа «вспомогательная стенка» для испытаний защитного снаряжения. С его помощью можно измерять более мощные тепловые потоки, однако он имеет инерционность, составляющую несколько десятков секунд, и его сложно использовать при проведении исследований в условиях нестационарных тепловых измерений.

Описание прибора

Для измерения нестационарных высокоинтенсивных тепловых потоков был разработан прибор, включающий радиометр, устройство преобразования сигнала в цифровой код и персональный компьютер.

Конструкция радиометра представлена на рис. 1.

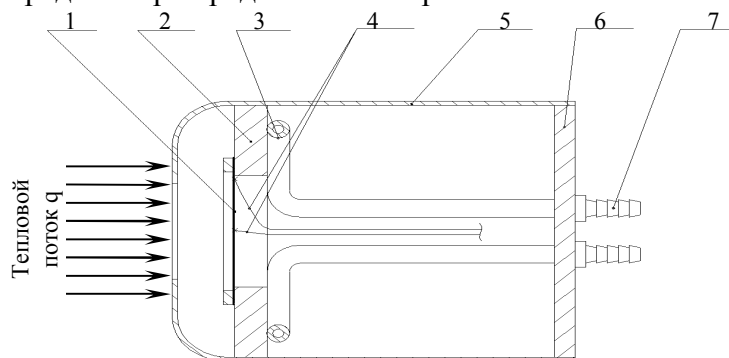


Рис. 1. Устройство радиометра

Чувствительным элементом является медная мембрана 1, наружная поверхность которой зачернена. Она закреплена на медном кольцеобразном основании 2, на обратной стороне которого припаян змеевик 3 для прокачки охлаждающей воды. Тепловой поток, поглощенный мембраной 1, частично рассеивается конвекцией и излучением с ее поверхности, но основная его часть перетекает в радиальном направлении к основанию 2, с которого затем он передается в воду, протекающую по змеевику. В результате возникает перепад температур между центром мембраны и ее краями.

Так как медь является положительным электродом по отношению к константану или копелю, то для измерения перепада температур в центре мембраны и на ее краю закреплены электроды 4 из константановой проволоки диаметром 0,07 мм. В результате получилась дифференциальная термопара, термо-ЭДС которой пропорциональна перепаду температур между центром и краем мембраны. Величина этого перепада температур пропорциональна плотности падающего теплового потока. Для защиты конструкции радиометр помещен в экран 5 из нержавеющей стали, поверхность которой отполирована. Экран закреплен на крышке 6, расположенной с тыльной стороны прибора. В крышке сделаны отверстия для штуцеров змеевика 7 и установлен разъем для вывода электродов 4.

Толщина и диаметр мембраны выбирались, исходя из требований к быстродействию прибора.

Анализ теплового режима мембраны проводился на основании решения уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах [6].

Поглощенный тепловой поток рассматривался, как внутренний источник тепла, а потери тепла с поверхностей мембраны не учитывались ввиду их малости.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{q}{\lambda \delta} = \frac{c\rho}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (\tau > 0; 0 < r < R), \quad (1)$$

где r, m – координата с началом в центре мембраны; R, m – радиус мембраны; $q, \text{Вт}/\text{м}^2$ – плотность теплового потока, поглощенного мембраной; $\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $c, \text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ и $\rho, (\text{кг}/\text{м}^3)$ – теплопроводность, теплоемкость и плотность меди соответственно; δ, m – толщина мембраны.

Уравнение (1) решалось при следующих начальных и граничных условиях:

$$T(r, 0) = f(r), \quad (2)$$

$$T(R, \tau) = T_c = \text{const}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T(0, \tau)}{\partial r} = 0, T(0, \tau) \neq \infty. \quad (4)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\theta = 1 + \frac{1}{4} \frac{qR^2}{\lambda(T_c - T_0)\delta} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) - \sum_{n=1}^{\infty} \left(1 + \frac{qR^2}{\mu_n^2 \lambda(T_c - T_0)\delta}\right) \frac{2}{\mu_n J_1(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) \exp\left(-\mu_n^2 \frac{\tau \lambda}{R^2 c\rho}\right), \quad (5)$$

где $\theta = \frac{T(r, \tau) - T_c}{T_0 - T_c}$ – перегрев между центром мембраны и ее краем; $J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right)$ и $J_1(\mu_n)$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно, а μ_n – корни функции $J_0(\mu_n)$.

Из решения (5) можно получить время перехода мембраны от начальных условий к стационарному тепловому режиму. Его величина зависит от размеров и теплофизических свойств мембраны.

Если считать, что время перехода к стационарному состоянию τ включает период, когда перепад температур между центром и краем мембраны составляет 0,95 от стационарного значения, то его можно определить по формуле:

$$\tau = 0.6 \frac{R^2 c_p}{\lambda}. \quad (6)$$

Из зависимости (6) можно получить радиус мембраны, задав величину τ и зная свойства материала. Положив, что минимальная измеряемая плотность падающего потока q должна быть 500 Вт/м^2 , минимальный измеряемый перепад температур между центром и краем мембраны ΔT равен $0,7 \text{ К}$, можно получить формулу для расчета толщины мембраны:

$$\delta = \frac{qR^2}{4\lambda\Delta T}. \quad (7)$$

В результате расчетов было установлено, что для обеспечения инерционности радиометра не более 3 секунд, радиус мембраны должен быть 15 мм , а толщина $0,1 \text{ мм}$.

Градуировка прибора

Градуировка радиометра является самой сложной проблемой, так как отсутствуют установки, воспроизводящие калиброванные лучистые тепловые потоки плотностью до 50 кВт/м^2 .

Для этого использовалась модель АЧТ (абсолютно черного тела), и было сделано допущение, что ее излучение подчиняется закону Стефана-Больцмана. При проектировании этой установки особое внимание обращалось на обеспечение изотермичности излучающей поверхности, достигавшейся особым расположением электронагревателя.

Модель АЧТ и радиометра были установлены на оптической скамье таким образом, чтобы обеспечить максимальную взаимную облученность и при этом избежать кондуктивных и конвективных переходов теплоты между ними.

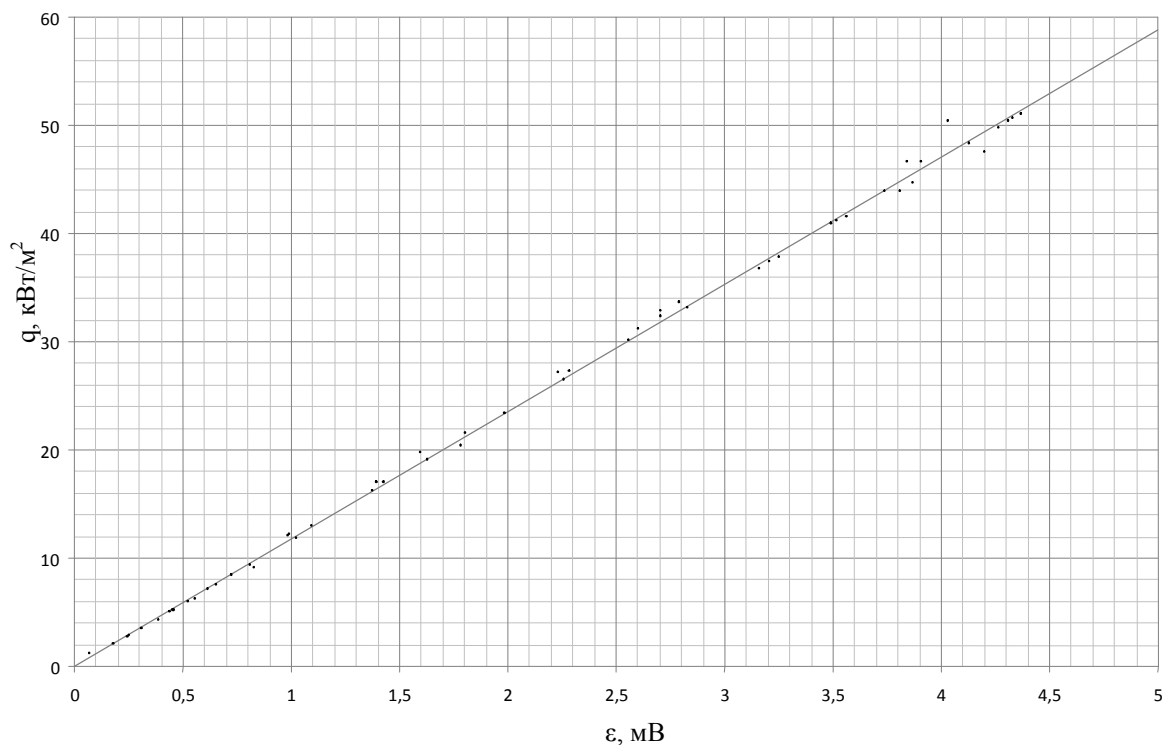


Рис. 2. Результаты градуировки радиометра

Результаты градуировки приведены на рис. 2. Можно видеть, что зависимость между плотностью падающего теплового потока и сигналом от дифференциальной термопары практически линейна.

Для преобразования сигнала от радиометра в цифровой код разработано специальное устройство, включающее усилитель постоянного тока и аналого-цифровой преобразователь. Это устройство через USB-порт может быть подключено к персональному компьютеру. Компьютер преобразует сигнал в значения теплового потока и отображает их в виде таблиц или графиков.

Заключение

Разработанный прибор был использован при проведении исследований при натурном моделировании развития пожара в машинном отделении морского судна. Результаты испытаний показали, что он (прибор) соответствует требованиям по точности, быстродействию, живучести, надежности и удобству использования.

Литература

1. Международный стандарт ISO6942.
2. Международный стандарт ISO9151.
3. Геращенко О.Г., Сажина С.А. Радиометр абсолютный РАСС-1 для измерения интегральных полусферических лучистых тепловых потоков.– Киев: Реклама, 1979.
4. Пилипенко Н.В., Лукьянов Г.Н. Проектирование приборов и устройств для тепловых измерений. – Л.: ЛИТМО. – 1984. – 85 с.
5. Волков Д.П., Кораблев В.А., Некрасов О.А., Соколов О.В., Соколов А.Н., Шарков А.В., Шерстнев А.В. Стенд для испытаний приборов и средств защиты на устойчивость к мощным тепловым воздействиям. Приборы+Автоматизация. – 2004. – Т. 48. – № 6.– С. 46–48.
6. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. – 1952. – 392 с.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЛАТ

А.Д. Павлова

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.А. Кораблев

Рассмотрен неразрушающий метод измерения теплопроводности многослойных печатных плат для современных радиоэлектронных аппаратов.

Ключевые слова: теплопроводность, измерение, электронная плата

Введение

Теплопроводность многослойных печатных плат существенно зависит от направления, толщины и ширины печатных проводников, теплопроводности материалов. При ее определении расчетным путем возможна большая погрешность. Экспериментально теплопроводность печатной платы можно определить, изготовив из нее стандартный образец для установки в калориметр, но это приводит плату в негодность. В данной работе приводится описание метода измерения теплопроводности платы в направлении вдоль ее поверхности. Эта величина особенно важна, так как тепловой поток, отводимый кондукцией от тепловыделяющих элементов по плате к корпусу, является определяющим.

Теория метода

Почти все печатные платы имеют форму пластин. Основным источником погрешности измерения теплопроводности образцов, имеющих такую форму, являлся лучисто-конвективный теплообмен на боковой поверхности. Данный метод напротив, основан на тщательном учете лучисто-конвективного теплообмена на боковой поверхности образцов.

Рассмотрим уравнение теплопроводности для пластины с постоянным сечением в случае, когда ее теплопроводность λ не зависит от температуры. Если пластина находится в стационарном тепловом режиме, уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2 \vartheta(x)}{dx^2} = \frac{\alpha \Pi}{A \lambda} \vartheta(x), \quad (1)$$

где x – координата по длине пластины, Π , A – периметр и площадь ее поперечного сечения соответственно, ϑ – перегрев пластины относительно среды, $\alpha(\vartheta(x))$ – коэффициент теплоотдачи.

Если начало оси x совпадает с местом крепления стержня, в котором к нему подводится тепло, граничные условия к уравнению (1):

$$\vartheta|_{x=0} = \vartheta_0, \quad (2)$$

где $\vartheta|_{x=0}$ – перегрев пластины относительно среды в месте крепления.

С учетом граничного условия уравнение (1) примет вид [1]:

$$\vartheta(x) = \vartheta_0 \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\frac{\alpha \Pi}{\lambda A}} (x - l) \right]}{\operatorname{sh} \left(\sqrt{\frac{\alpha \Pi}{\lambda A}} \cdot l \right)}. \quad (3)$$

Измерив профиль температур $\vartheta(x)$ нагретого до стационарного состояния стержня и аппроксимировав его в виде формулы (3), зная величину лучисто-конвективного теплообмена α и размеры образца A и l можно получить величину теплопроводности λ , решив относительно ее уравнение (3). Решение этого уравнения возможно только численным методом последовательных приближений в общем случае.

В случае, когда, свободный конец пластины находится достаточно далеко от места крепления и имеет температуру среды, ее можно считать полубесконечной, и граничные условия для уравнения (1) имеют вид:

$$\vartheta|_{x=l} = 0, \left. \frac{d\vartheta}{dx} \right|_{x=l} = 0. \quad (4)$$

Тогда выражение (3) можно привести к виду:

$$\vartheta(x) = \vartheta_0 \exp\left(-\sqrt{\frac{\alpha l}{\lambda A}} \cdot x\right), \quad (5)$$

и решение этого уравнения относительно λ имеет вид:

$$\lambda = \frac{\alpha l x^2}{A \left[\ln\left(\frac{\vartheta_0}{\vartheta(x)}\right) \right]^2}. \quad (6)$$

Таким образом, зная все те же исходные данные, что и для уравнения (3), уравнение (6) может быть решено аналитически. Для такого определения теплопроводности λ необходимо знать величину коэффициента теплообмена на поверхности образца со средой α . Значение α должно быть равномерно распределено по всей длине образца. Этого можно достигнуть, обдувая образец поперечным потоком воздуха с помощью вентилятора. Значение коэффициента лучисто-конвективного теплообмена можно рассчитать по формулам, приведенным в [2].

Методика проведения измерений и анализ результатов

Для проверки и обоснования метода в качестве образцов использовались имитаторы печатных плат в виде тонких пластин прямоугольного сечения, поэтому их температурное поле при нагреве одного из длинных концов в воздухе можно считать одномерным, тогда сам образец представляет собой стержень.

Для реализации метода была сконструирована специальная установка по определению теплопроводности печатных плат, схема которой изображена на рисунке. На один конец исследуемого образца 1 размещается нагреватель 3, который обеспечивает равномерный прогрев одного конца образца.

Образцы с нагревателем, подключенным к источнику питания постоянного тока 2, позволяющему менять ток и напряжение на нагревателе, а, следовательно, его мощность, закрепляются в штативе через тепловую изоляцию для предотвращения утечек тепла по крепежным элементам. Ток и напряжение на нагревателе измеряются при помощи амперметра и вольтметра соответственно, из этих значений находится его электрическая мощность. Для измерения перегрева образца относительно среды, на нем установлены термопары 4. Поскольку толщина образцов мала, то считается, что показания термопар дают температуру поверхности, которая равна средней по поперечному сечению. Холодные концы термопар подсоединяются через блок холодных спаев и переключатель к цифровому милливольтметру для измерения их ЭДС.

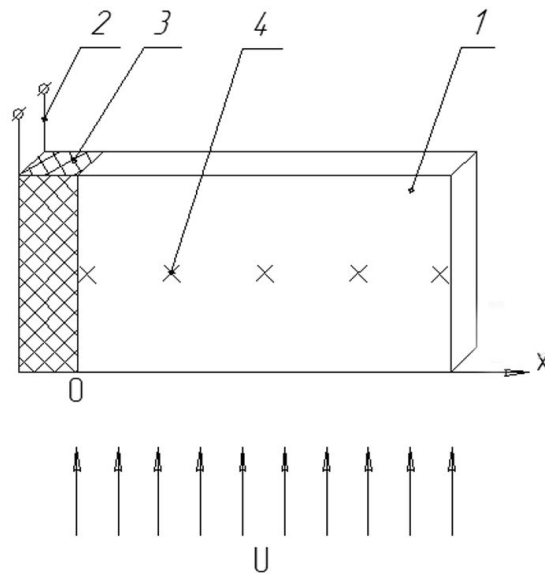


Рисунок. Установка по определению теплопроводности печатных плат

Подставив полученные значения перегревов в уравнение (6) получим значения теплопроводности образца в местах крепления термомпар.

Для определения суммарной погрешности метода измерения, результаты, полученные вышеописанным методом, были сравнены с результатами классического калориметрического метода на установке со свободно охлаждающимся ядром. Специально для этой установки были изготовлены образцы необходимого размера. Относительная погрешность составила не более чем 21%.

Заключение

В результате проделанной работы была разработана методика измерения коэффициента теплопроводности многослойных печатных плат неразрушающим методом. Для его нахождения была сконструирована специальная установка и проведены измерения на ней. В результате поставленного эксперимента были найдены значения теплопроводности для образцов. Результаты эксперимента были сравнены с результатами калориметрического метода. Относительная погрешность не превышает 21%.

Литература

1. Кондратьев Г.М., Дульнев Г.Н., Платунов Е.С., Ярышев Н.А. Прикладная физика: Теплообмен в приборостроении. – СПб: СПбГУ ИТМО. – 2003. – 560 с.
2. Дульнев Г.Н., Семяшкин Э.М. Теплообмен в радиоэлектронных аппаратах. – Л.: Энергия. – 1968. – 360 с.
3. Буравой С.Е., Куренин В.В., Петров Г.С., Платунов Е.С. Теплофизические измерения и приборы. – Л.: Машиностроение. – 1986. – 256 с.
4. Осипова В.А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена – М.: Энергия. – 1979. – 320 с.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО ПОТОКА ОТ ПОВЕРХНОСТИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

Д.А. Минкин, А.Н. Соколов

Научный руководитель – д.т.н., профессор А.В. Шарков

Описаны метод и система измерения тепловых потоков на теплоотдающих поверхностях приборов при испытаниях. Система позволяет измерять тепловые потоки в пределах от 5 до 100 Вт и обеспечивать требуемый тепловой режим испытуемых объектов.

Ключевые слова: тепловой поток, калориметр, измерительная система

Введение

В современных приборах происходят сложные преобразования энергии из одного вида в другой, в конечном итоге энергия переходит в теплоту, для отвода которой предназначены системы обеспечения теплового режима (СОТР). При экспериментальной отработке и тепловом моделировании СОТР аппаратуры, измерение тепловых потоков от элементов поверхностей является важной задачей оптимизации СОТР. Для измерения тепловых потоков существуют устройства, реализующие различные методы: калориметрический, термоэлектрический, фотометрический, метод вспомогательной стенки [1]. Определять потоки энергии с помощью таких устройств возможно, однако не все они могут обеспечивать высокоэффективный теплоотвод с поверхности испытуемых приборов и аттестоваться как средства измерения.

Требуется разработать устройство для измерения теплового потока, отвечающее следующим требованиям:

- устройство должно измерять тепловые потоки в широком диапазоне с заданной погрешностью;
- устройство должно обеспечивать нормальный тепловой режим испытуемого прибора;
- устройство должно быть аттестовано как средство измерений в органах Госстандарта.

Конструкция устройства и его работа

В настоящей работе предложена конструкция системы для измерения теплового потока от поверхностей приборов в стационарном тепловом режиме, которая основана на калориметрическом методе, отвечающем приведенным выше требованиям. Одним из основных преимуществ такого метода является то, что система аттестации средств измерения температуры и расхода метрологически обоснована, в то время как система аттестации тепломеров как средств измерения в настоящее время отсутствует.

Приборы могут иметь несколько теплоотводящих поверхностей, поэтому необходимо измерять тепловые потоки одновременно в нескольких местах. Принципиальная схема устройства измерения теплового потока (УИТП) для одной поверхности показана на рис. 1.

В состав УИТП входят: калориметр, термостат, датчики температуры, блок холодных спаев, блок переключения датчиков температуры, батарея ротаметров, вольтметр. Калориметр, термостат, батарея ротаметров соединены шлангами, образуя единый циркуляционный контур.

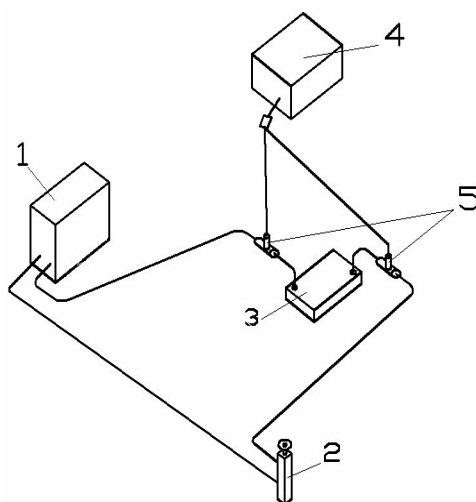


Рис. 1. Принципиальная схема устройства для измерения тепловых потоков: 1 – термостат ТЖ-ТС-01/12-100; 2 – ротаметр с регулировочным краном РМА-01 0,0063 ЖУЗ; 3 – калориметр; 4 – цифровой вольтметр; 5 – термометр дифференциальный

Калориметр представляет собой теплообменник, во входном и выходном сечениях которого установлены рабочие концы дифференциального термоэлектрического термометра. Теплообменник выполняется из меди М0 и состоит из двух деталей: основания и крышки. Для обеспечения нормального теплового режима испытуемого прибора необходимо интенсифицировать теплообмен на исследуемой тепловыделяющей поверхности, поэтому на внутренней поверхности основания теплообменника выполнено оребрение. Таким образом, как показано на рис. 2, основание представляет собой радиатор с прямоугольными ребрами, в каналах между которыми прокачивается теплоноситель. Расчет геометрических характеристик ребер, шаг их расположения проводился для эффективного теплоотвода при наибольших допустимых значениях температур теплообменника и теплоносителя, максимальных тепловых потоках. Кроме этого оребрение позволяет повысить чувствительность УИТП при малых значениях теплового потока.

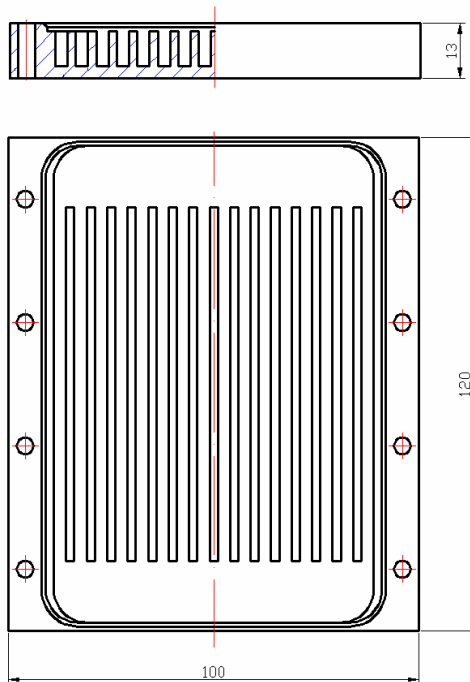


Рис. 2. Основание теплообменника

Термостат ТЖ-ТС-01/12-100 предназначен для поддержания заданной температуры на входе в устройство и прокачивания теплоносителя в циркуляционном контуре. Производительность насоса термостата составляет до 7 л/мин, точность поддержания температуры $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Термостаты такого типа зарегистрированы в Государственном реестре средств измерений под № 20444-02 и допущены к применению в Российской Федерации (сертификат № 13677).

Батарея ротаметров предназначена для измерения объемного расхода и состоит из восьми ротаметров типа РМА-01 0,0063 ЖУЗ. Для определения величины расхода в паспорте прибора приведен градуировочный график. Ротаметр имеет следующие технические характеристики: максимальный расход по воде составляет $0,0063 \text{ м}^3/\text{ч}$; температура измеряемой среды составляет от 5 до 50°C ; погрешность измерения расхода $\pm 4\%$ от верхнего предела измерения. Ротаметры данного типа при выпуске с производства подвергаются калибровке аккредитованной метрологической службой.

Перепад температуры между входом и выходом калориметра измеряется нестандартным термометрическим устройством – термостолбиком. Его основу представляет собой пятиспайная дифференциальная медь-константановая термопара. Использование многоспайной термопары обусловлено необходимостью повысить чувствительность при измерении малых перепадов температур. Рабочие спаи устанавливаются непосредственно в поток жидкости с помощью приспособления, конструкция которого представлена на рис. 3. Свободные концы термостолбика подключены к мультиметру типа Agilent 34405 А.

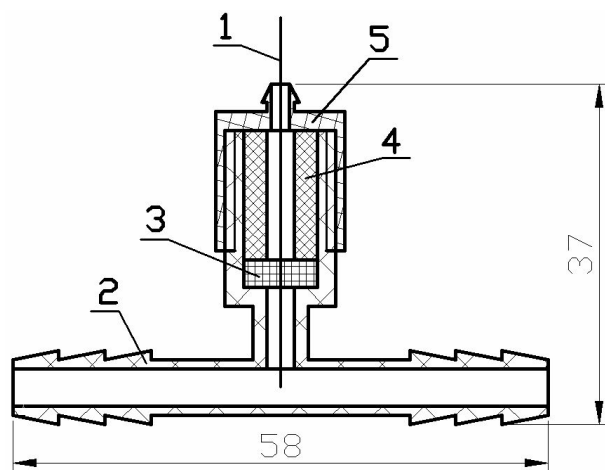


Рис. 3. Конструкция для монтажа термостолбика: 1 – многоспайная термопара; 2 – фитинг; 3 – уплотнительная прокладка из вакуумной резины; 4 – втулка-толкатель из фторопласта; 5 – гайка

Блок переключения датчиков температуры предназначен для снятия показаний термостолбиков на различных калориметрах.

Тепловой поток, отводимый с тепловыделяющей поверхности устройств ГКМ, определяется по измеренным значениям расхода теплоносителя и перепада температуры. Формула для определения теплового потока имеет вид:

$$\Phi = c_p \rho G_v (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}) = K G_v (t_{\text{вых}} - t_{\text{вх}}), \quad (1)$$

где Φ – измеренный тепловой поток, Вт; c_p – удельная теплоемкость жидкости, Дж/(кг·К); ρ – плотность жидкости, кг/м³; G_v – измеренный объемный расход жидкости, м³/с; $t_{\text{вых}}$ – температура на выходе из калориметра, °С; $t_{\text{вх}}$ – температура на входе в калориметр, °С; $K = \rho \cdot c_p$ – градуировочный коэффициент [2].

Использование градуировочного коэффициента K позволяет повысить точность измерений. Из формулы (1) выражение для K принимает вид:

$$K = \frac{\Phi_k}{G_v(t_{ввх} - t_{вх})}, \quad (2)$$

где Φ_k – известное значение теплового потока, подаваемого на УИТП при калибровке, Вт.

Заключение

Разработано и создано устройство для измерения теплового потока, которое одновременно представляет собой термостатирующую систему для поддержания нормального теплового режима на исследуемой поверхности.

Средства измерения в составе УИТП аттестованы в органах Госстандарта и позволяют определять тепловые потоки в пределах от 5 до 100 Вт с погрешностью не более 10%.

Экспериментальные исследования показали, что УИТП отвечает предъявленным требованиям и может быть использовано для проведения тепловых испытаний объектов приборостроения.

Литература

1. Геращенко О.А. Современное состояние теплотрии в СССР / О.А. Геращенко // Инженерно-физический журнал. – 1990. – Т. 59. – № 3. – С. 516–522.
2. Калориметрия. Теория и практика: Пер. с англ./ В. Хеммингер, Г. Хёне. – М.: Химия. – 1990. – Пер. изд.: ФРГ. – 1984. – 176 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБРАЗЦОВ МАЛОЙ ТОЛЩИНЫ

Е.В. Петрова

Научный руководитель – д.т.н., профессор Г.Н. Лукьянов

На основании проведенных ранее исследований сделан вывод о необходимости разработки нового метода измерения теплофизических свойств образцов малой (до наноразмерной) толщины в диапазоне температур 50–1500°С. На примере метода динамического калориметра показано, что традиционные методы не позволяют получить достоверные данные об этих свойствах. Проведен анализ известных методов исследования теплофизических свойств тонких образцов. Обоснована необходимость разработки нового метода измерения свойств тонких пленок. Предложена математическая модель метода измерения свойств тонких пленок.

Ключевые слова: температуропроводность, тонкие пленки, импульсный метод

Введение

В связи с развитием нанотехнологий актуальным является исследование свойств тонких пленок. Знание свойств необходимо для точного определения области применения и предсказания поведения пленочных материалов в различных условиях, в широком диапазоне температур. Традиционные методы C , λ – калориметрии пригодны для измерения свойств образцов толщиной от 0,5 мм и более [1, 2], поэтому для образцов толщиной порядка 100–300 мкм приходилось предварительно наносить исследуемые пленки на подложку из меди. Анализ полученных результатов показал, что динамические калориметры могут применяться лишь для получения оценочных данных. Для измерения теплофизических свойств образцов наноразмерной толщины при температуре свыше 400°С данные методы непригодны. В этой связи интерес представляют другие, например, импульсные методы измерения теплофизических свойств (метод Паркера [3]), или зондовый метод периодического нагрева, применяемый для измерения тепловых свойств тонких диэлектрических пленок [4–6].

Цель данной работы – обоснование необходимости разработки неконтактного метода измерения теплофизических свойств образцов малой (до наноразмерной) толщины в диапазоне температур 50–1500°С.

Начало исследований

На первом этапе исследования теплофизических свойств образцов малой толщины с целью выявления некоторых особенностей исследуемых материалов и получения оценочных данных были исследованы три органосиликатных покрытия (ОСПк) различного состава и назначения методом динамического калориметра, сущность которого подробно описана в литературе [7].

Измерение теплоемкости c_p проводили на приборе ИТ-С-400 в диапазоне температур 50–400°С. Прибор позволяет измерять образцы диаметром 15 мм и высотой 10 мм, но также применим для измерения свойств сыпучих материалов [1]. Толщина исследуемых ОСПк составляла 100–300 мкм, поэтому образцы готовили следующим образом: методом налива в один слой наносили органосиликатную композицию (ОСК) на подложку из алюминиевой фольги, проводили термообработку образцов, затем отвержденную пленку покрытия отделяли от фольги и измельчали.

Измерение коэффициента теплопроводности λ проводили на приборе ИТ- λ -400 в диапазоне температур 50–400°С. Требования к исследуемым на приборе образцам: диаметр 15 мм и высота от 0,5 до 5 мм [2]. В связи с недостаточной для данного прибора толщиной ОСПк их наносили на медные диски диаметром 15 мм и высотой

4 мм. Медь выбрана как материал с высоким коэффициентом теплопроводности, ее влиянием на результаты эксперимента пренебрегали.

На рис. 1 представлены температурные зависимости c_p ОСПк исследуемых композиций. Получены хорошо воспроизводимые результаты. Измеряемая величина изменялась в пределах 500–2100 Дж/(кг·К). Относительная погрешность измерений не превышала 3%.

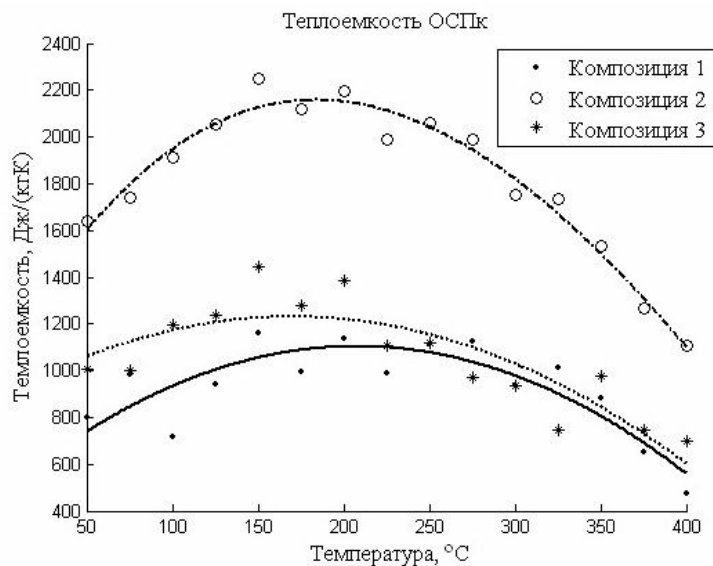


Рис. 1. Температурная зависимость удельной теплоемкости ОСПк

На рис. 2 представлены температурные кривые λ образцов с толщиной ОСПк 140 мкм (композиция 1), 220 мкм (композиция 2) и 300 мкм (композиция 3).

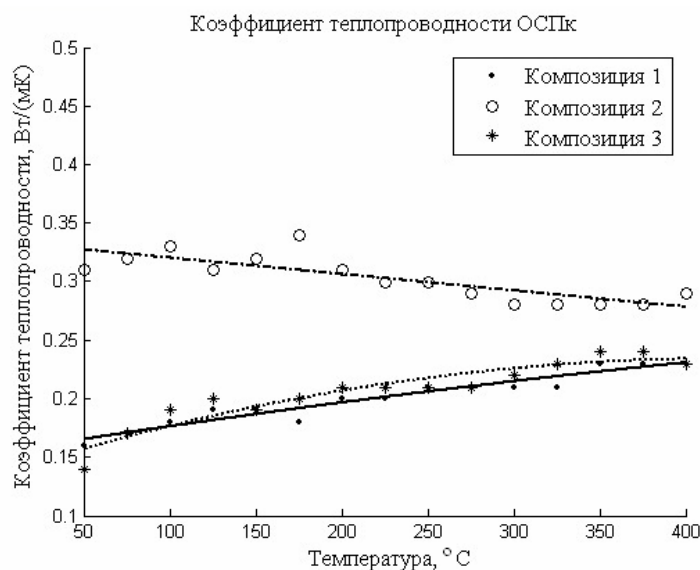


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности ОСПк

Проведенные многократные измерения позволяют говорить о том, что получить устойчивые результаты коэффициента теплопроводности тонких образцов данным методом, в течение многих лет применяемого для «толстых» образцов, крайне сложно (результаты от опыта к опыту не воспроизводились, изменялся характер кривых: рост или падение теплопроводности, квадратичная или линейная зависимость). Зависимости λ от толщины образцов не выявлено, что может быть связано с малой толщиной покрытий. Получение столь нечетких данных может быть также связано с

дефектностью тонких образцов, наличием пор, полостей различных размеров, неизбежно возникающих при формировании покрытий из суспензий.

Аналоги

Проведенные исследования c_p и λ методом динамического калориметра показали необходимость использования других методов исследования, пригодных для тонких образцов в более широком диапазоне температур. Среди известных методов для данной цели интерес представляют импульсные методы (например, метод Паркера [6]) и зондовый метод периодического нагрева [3–5]. Суть последнего заключается в следующем: на исследуемую пленку и непосредственно на подложку, на которую напылена эта пленка, наносятся две металлические полоски (зонды) пренебрежимо малой толщины, по которым протекает переменный электрический ток (рис. 3). Разогрев зондов током приводит к периодическим изменениям их температуры, что проявляется в осцилляции температуры зондов. Измеряя амплитуду и фазу этих осцилляций, определяют амплитуду и фазу колебаний температуры зондов, которые в свою очередь зависят от тепловых характеристик (таких как теплоемкость и теплопроводность) материала, с которым зонды находятся в тепловом контакте.

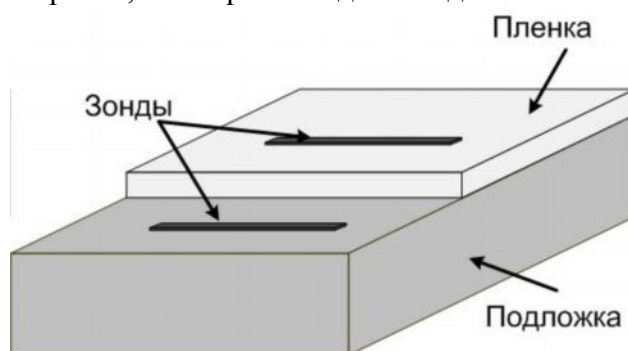


Рис. 3. Расположение зондов на подложке

Регистрация амплитуды и фазы колебаний температуры зондов производится контактными методами, что вносит в систему дополнительные стоки теплоты, приводит к зависимости метода от исследуемого образца и ограничивает максимальную температуру измерений.

Импульсный метод определения температуропроводности, теплоемкости и теплопроводности, впервые описанный в 1961 году, заключается в следующем: образец, толщиной несколько миллиметров, с одной стороны облучается световым импульсом и при помощи термопары измеряется температура обратной поверхности образца. Температуропроводность определяется по форме кривой температуры обратной поверхности от времени, теплоемкость – по максимальной температуре, а теплопроводность – из формулы, связывающей перечисленные величины и плотность.

В разрабатываемом методе также предполагается использовать импульсный источник, однако температуру обратной поверхности измерять не термопарой, а пирометром или тепловизором. Также планируется провести измерения в диапазоне температур 50–1500°C, что значительно выше описанной в [6]. Автоматизированная обработка результатов эксперимента будет являться несомненным преимуществом разрабатываемого метода.

Математическая модель

Тепловая схема разрабатываемого метода представлена на рис. 4.

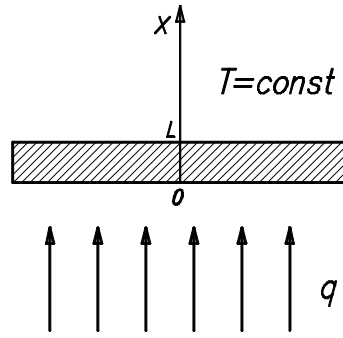


Рис. 4. Тепловая схема метода

Математическая модель метода предполагает решение прямой и обратной задач теплопроводности. Решение прямой задачи необходимо на стадии отладки программы для веществ с известными теплофизическими свойствами, выбора поправочных коэффициентов, расчета погрешности метода. Обратная задача решается непосредственно для вычисления теплопроводности образца по экспериментально определенным распределениям температуры во времени и по толщине образца.

Уравнение теплопроводности для одномерного, нестационарного процесса имеет вид:

$$a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial \tau}. \quad (1)$$

Начальное условие: $T(x,0) = T_0$.

Граничные условия: $-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q$, $T(L, \tau) = T_L$.

Используя метод конечных разностей [8], заменим частные производные уравнения (1) через разности:

$$a \frac{T(i-1,k) - 2T(i,k) + T(i+1,k)}{h^2} = \frac{T(i,k+1) - T(i,k)}{l}. \quad (2)$$

Здесь через h и l обозначен шаг разности по осям координаты и времени, а для значений функции введено обозначение $T(i,k) = T(ih, kl)$.

Преобразуя уравнение (1), получим:

$$T(i,k+1) = \frac{al}{h^2} [T(i+1,k) + T(i-1,k)] + \left(1 - \frac{2al}{h^2}\right) T(i,k). \quad (3)$$

Из уравнения (3) видно, что, зная значения функции в точках $i-1$, i , $i+1$ слоя k , можно вычислить значение функции в точке i следующего слоя ($k+1$). Значения функции на самом нижнем слое (при $\tau=0$) заданы начальными условиями, а на крайних вертикальных прямых $x=0$ и $x=L$ – граничными условиями.

Выразив из уравнения (2) теплопроводность a , получим:

$$a = \frac{h^2}{l} \frac{T(i,k+1) - T(i,k)}{T(i-1,k) - 2T(i,k) + T(i+1,k)}.$$

Дальнейшая работа будет направлена на получение оптимальных параметров измерительной схемы и создание экспериментальной установки.

Заключение

Проведенные исследования теплофизических свойств образцов малой толщины методом динамического калориметра показали непригодность данного метода для получения достоверных данных. Среди известных методов измерения теплофизических

свойств тонких пленок были выделены зондовый метод периодического нагрева и импульсные методы. Регистрация температуры в указанных методах производится с помощью контактных методов, что приводит к ограничению максимальной температуры измерения и вносит дополнительные стоки теплоты. Неконтактный метод измерения теплофизических свойств образцов малой толщины безусловно является перспективным направлением исследований. Неконтактные методы измерения температуры позволяют анализировать весь спектр частот, дают возможность проводить измерения для высоких температур, не вносят в систему дополнительных стоков теплоты. Работа по разработке такого метода будет продолжаться в рамках магистерской и последующей кандидатской диссертаций.

Литература

1. Эксплуатационная документация на измеритель теплоемкости ИТ-С-400.
2. Эксплуатационная документация на измеритель теплопроводности ИТ-λ-400.
3. Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. Applied. Phys. – 1961. – V.32. – №9. – P. 1679–1684.
4. Кравчун С.Н., Давитадзе С.Т., Мизина Н.С., Струков Б.А. Измерение тепловых свойств тонких диэлектрических пленок зондовым методом периодического нагрева. I. Теория метода //ФТТ. – 1997. – Т 39. – № 4. – С. 762–767.
5. Давитадзе С.Т., Кравчун С.Н., Струков Б.А. Экспериментальные исследования тепловых свойств тонких пленок зондовым методом периодического нагрева //ФТТ. – 1997. – Т 39. – № 7. – С. 1299–1302.
6. Давитадзе С.Т., Кравчун С.Н., Струков Б.А. Исследование тепловых свойств тонких пленок $Ba_{1-x}Sr_xTiO_3$ методом зондового периодического нагрева // ФТТ. – 2000. – Т. 42. – № 10. – С. 1839–1841.
7. Платунов Е.С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. — Л.: Машиностроение. – 1986. – 256 с.
8. Панов Д.Ю. Справочник по численному решению дифференциальных уравнений в частных производных. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. – 1951. – 184 с.

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ КОМПОНУЕМОЙ В БНК ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Е.Н. Кизлык

Научный руководитель – к.т.н., доцент В.И. Егоров

В данной работе проводится анализ тепловых режимов основных конструкций аппаратуры ОАО «Авангард». Целью работы является определение предельно допустимой мощности тепловыделений блоков с различными вариантами охлаждения. Рассмотрены тепловые и математические модели для расчета теплового режима герметичного и перфорированного блоков, охлаждаемых естественной конвекцией. Для описания схемы движения воздуха в каналах нагретой зоны используется модель «узких» или «широких» каналов, в зависимости от значения критерия Рэлея.

Ключевые слова: БНК (базовые несущие конструкции), свободная конвекция, тепловая модель, математическая модель

Введение

Для создания нового поколения БНК необходимо установить связь между допустимыми значениями температур печатных плат и их общими мощностями тепловыделений. Под БНК [1] понимается набор стандартных элементов несущих конструкций, предназначенных для разработки разнообразной РЭА. Эти элементы служат для размещения, монтажа составных частей аппаратуры и обеспечения устойчивости РЭА при различных внешних воздействиях.

Система построения БНК, разрабатываемых при головной роли ОАО «Авангард» согласно МЭК 60917 и ГОСТ Р 50756, представлена на рис. 1 и рис. 2. Система состоит из БНК двух уровней разукрупнения:

(1) БНК₁, ячейки (рис. 2) предназначены для компоновки электронных модулей различного функционального назначения;

(2) БНК₂, блочный каркас (рис. 1). Предназначен для размещения ячеек (БНК₁), обеспечивают выполнение электромонтажа с использованием кросс-плат, а также объемного и печатного монтажа.

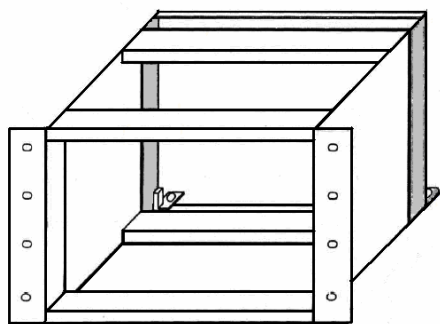


Рис. 1. БНК₂

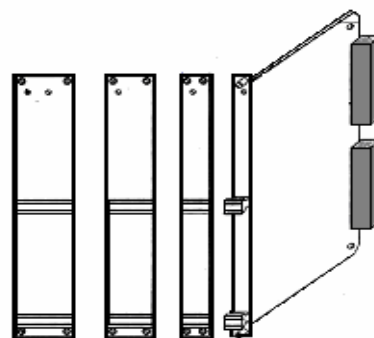


Рис. 2. БНК₁

Тепловые модели и допущения

Тепловая модель задачи представлена на рис. 3.

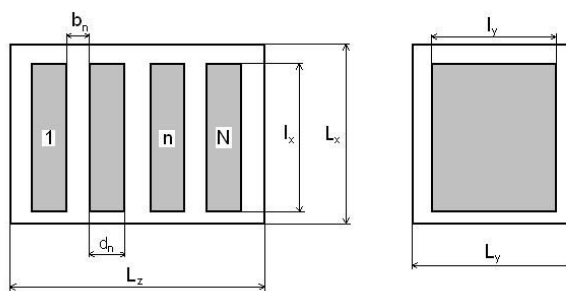


Рис. 3. Тепловая модель

Приняты следующие допущения и ограничения.

(1) Нагретая зона состоит из плоских пластин с гладкими поверхностями. Между пластинами имеются каналы, в которых протекают воздушные потоки.

(2) Пластины имеют одинаковые размеры (l_x, l_z, d_n) и разделены вертикальными каналами одинаковой ширины b_n . При этом толщина пластин много меньше остальных ее размеров ($d_n \ll l_x, l_z$); ширина канала много меньше высоты и ширины пластин ($b_n \ll l_x, l_z$). Число пластин N велико ($N > 4$), поэтому $b_n + d_n \ll l_y$.

(3) Источники тепла распределены по всем пластинам равномерно.

(4) Между нагретой зоной и корпусом имеются периферийные зазоры, толщина которых не меньше ширины каналов между пластинами.

(5) Кондуктивные связи пластин с корпусом через монтажные элементы конструкции, разъемы, проводники и т.д. незначительны и при анализе процессов переноса тепла их можно не учитывать.

Расчёт предусматривает использование одной из двух математических моделей, описывающих различные схемы движения воздуха в каналах нагретой зоны.

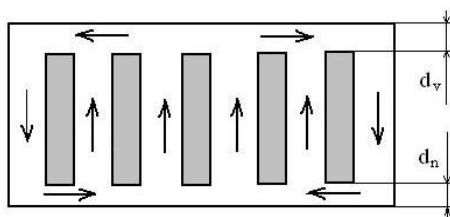


Рис. 4. Схема движения воздуха в «узких каналах»

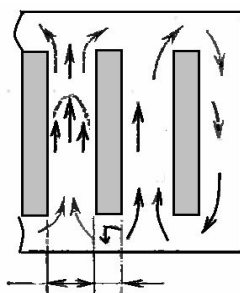


Рис. 5. Схема движения воздуха в «широких каналах»

Первая модель (рис. 4) предполагает, что в вертикальных каналах реализуется полностью стабилизированное ламинарное течение с параболическим профилем скоростей. В горизонтальных каналах происходит слияние вертикальных потоков, которые затем могут двигаться в различных направлениях в нижнем и верхнем горизонтальных каналах.

Вторая модель (рис. 5) предполагает, что конвекция происходит в каждом из каналов независимо от других, то есть потоки воздуха на выходе из вертикальных

каналов не смешиваются. Выбор одной из двух описанных моделей производится в зависимости от значения критерия Рэлея [2], [3].

При значении $Ra < Ra^*$ выбирается модель узких каналов, при $Ra > Ra^*$ – широких каналов.

Математическая модель для «узких каналов» для пластин имеет вид:

$$\begin{cases} P_1 = \sigma_{1,2}(T_1 - T_2) + \sigma_1^e(T_1 - U_2) + \sigma_2^e(T_1 - U_2) + \sigma_1^k(T_1 - T_k) \\ P_i = \sigma_{i,i-1}(T_i - T_{i-1}) + \sigma_{i,i+1}(T_i - T_{i+1}) + \sigma_i^e(T_i - U_i) + \sigma_{i+1}^e(T_i - T_{i+1}) + \sigma_i^k(T_1 - T_k) \\ P_N = \sigma_{N,N-1}(T_N - T_{N-1}) + \sigma_N^e(T_N - U_N) + \sigma_{N+1}^e(T_N - T_k), \end{cases}$$

где P_i – мощность источников теплоты на i -й пластине; $\sigma_{i,i\pm 1}$ – тепловая проводимость излучением от пластины i к пластине $i\pm 1$; σ_i^e – конвективная тепловая проводимость от пластины к воздуху в i -том канале; σ_i^k – лучистая тепловая проводимость от пластины к корпусу; T_i , U_i и T_k – средние температуры пластины i , воздуха в i -м канале и корпуса соответственно.

Уравнение баланса для корпуса:

$$\sum_{i=1}^N P_i = \sigma_{k,c}(T_k - T_c),$$

где $\sigma_{k,c}$ – сумма лучистой и конвективной проводимостей от корпуса в среду с температурой T_c .

Подробно математические и тепловые модели герметичного и перфорированного блока рассмотрены в [4, 5].

На основе принятых допущений и тепловых моделей написана программа для расчета температур печатных плат.

Результаты расчета

Расчет проведен для каркаса типоразмера 12SU по МЭК 60917. В блок устанавливается 15 печатных плат одинаковой мощности, величина которой варьируется от 60 Вт до 85 Вт с шагом 5 Вт.

Расчеты проводились для двух конструктивных исполнений корпуса: герметичного и перфорированного. Перфорация верхней и нижней крышек выполнена в виде круглых отверстий диаметром 5,5 мм. Коэффициент перфорации 0,3.

Габаритные размеры блока:

- (а) высота блока 300 мм;
- (б) ширина блока 470 мм;
- (в) глубина блока 300 мм.

Количество ячеек, содержащих печатные платы – 15 шт.

Габаритные размеры ячеек:

- (а) высота ячейки 265 мм;
- (б) ширина ячейки 285 мм;
- (в) глубина ячейки 30 мм.

Температура среды: 35°C. Допустимый перегрев печатной платы относительно окружающей среды: 35°C

Результаты расчета представлены на рис. 6 и рис. 7.

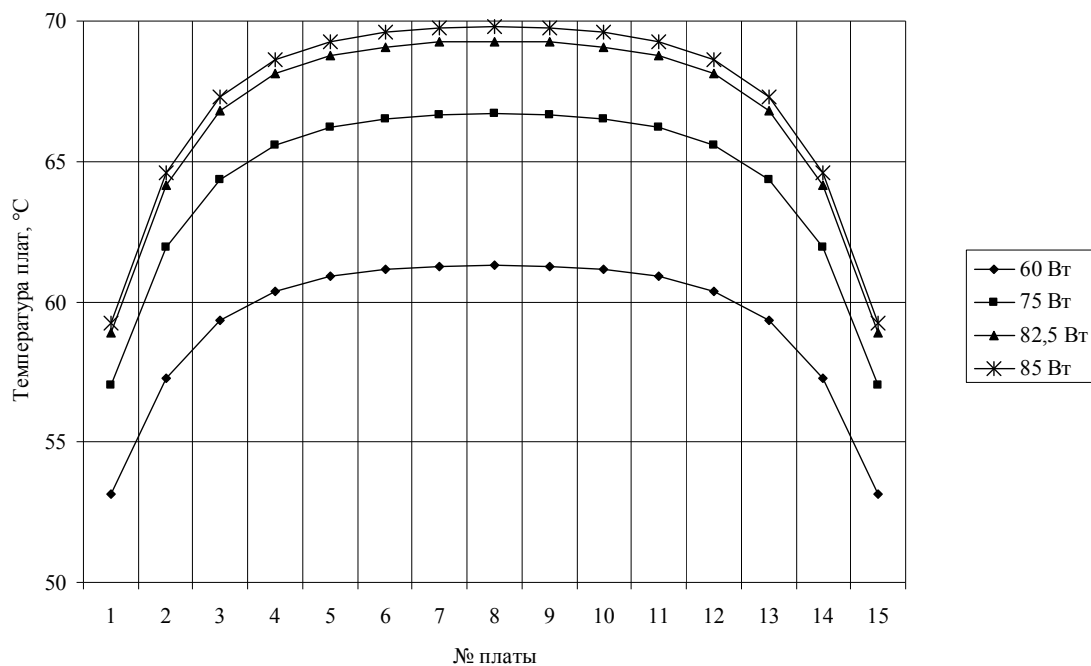


Рис. 6. Зависимость температуры плат от их мощности. Герметичный корпус

Таким образом, предельно допустимая мощность тепловыделений блока с герметичным корпусом, в котором равномерно установлены 15 плат, при заданных условиях составит 85 Вт, т.е. допустимая мощность одной платы равна 5,6 Вт.

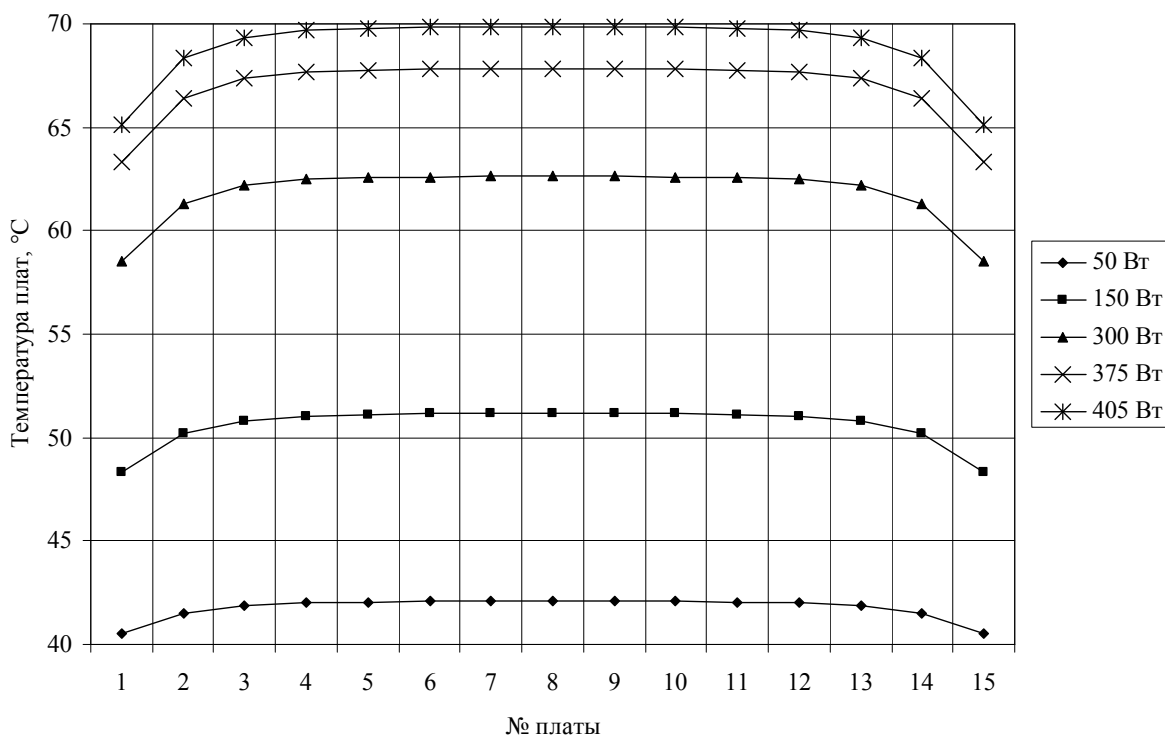


Рис. 7. Зависимость температуры плат от их мощности. Перфорированный корпус

Таким образом, предельно допустимая мощность тепловыделений в перфорированном блоке с естественной вентиляцией составляет при заданных условиях 405 Вт, т.е. допустимая мощность одной платы равна 27 Вт.

На основании полученных результатов даны рекомендации по выбору максимального значения суммарных мощностей плат при допустимой температуре платы $T=70^{\circ}\text{C}$ и температуры среды $T_c=35^{\circ}\text{C}$ (рис. 8).

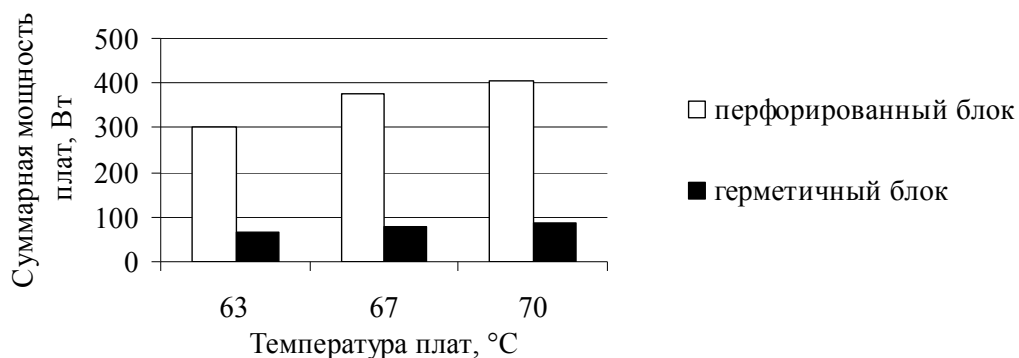


Рис. 8. Максимальные суммарные мощности плат при их различных температурах

Литература

1. Овсищер П.И., Голованов Ю.В. Несущие конструкции радиоэлектронной аппаратуры. – М.: Радио и связь. – 1988. – 232 с.
2. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Машиностроение. – 1975. – 559 с.
3. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, Наука. – 1970. – 660 с.
4. Дульнев Г.Н., Парфёнов В.Г., Сигалов А.В. Методы расчёта теплового режима приборов. – М.: Радио и связь. – 1990. – 312 с.
5. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в РЭА. М.: Высшая школа. – 1984. – 247 с.

МЕТОДИКА КАЛИБРОВКИ ТЕПЛОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Н.А. Курбатова, Д.П. Троценко

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Научный руководитель – д.т.н. В.Я. Черепанов

(Сибирская государственная геодезическая академия)

Рассматривается методика экспериментального определения метрологических характеристик тепловых излучателей АЧТ-5И, в частности, реализующая возможность решения задачи точных измерений температуры поверхности излучателя.

Ключевые слова: тепловые излучатели, абсолютно черное тело, метрологические характеристики, температура поверхности, инфракрасное излучение

Введение

В настоящее время большое распространение получают оптико-электронные приборы, работающие в инфракрасном диапазоне излучения. Это приборы ночного видения различного назначения, а также средства измерений, такие как тепловизоры и инфракрасные пирометры.

Для многих из этих приборов имеет важное значение не только разрешение по температуре излучающего объекта, но и пространственное разрешение по его поверхности. Поэтому размер излучающей поверхности эталонных тепловых излучателей, предназначенных для исследований метрологических характеристик, например, тепловизионных приборов, должен быть достаточно большим. Это противоречит, требованию к традиционным эталонным излучателям, реализующим модель абсолютно черного тела (АЧТ), для которого площадь выходного отверстия должна быть минимальной, намного меньшей площади излучающей полости [1].

Тем не менее, для метрологического обеспечения разработки, производства и эксплуатации тепловизионных приборов используют тепловые излучатели в виде плоской нагретой поверхности [2]. Конечно, коэффициент черноты плоских излучателей меньше, чем у АЧТ. Однако их часто называют моделями АЧТ.

Для таких излучателей наиболее существенны следующие метрологические характеристики: диапазон воспроизводимых значений температуры, коэффициент черноты, нестабильность поддержания температуры, погрешность измерений и характер ее распределения на излучающей поверхности.

Определение этих характеристик для реальных тепловых излучателей является актуальной задачей метрологического обеспечения оптико-физических и температурных измерений.

Объект исследований

В данной работе описывается предложенная авторами методика экспериментального определения действительных метрологических характеристик тепловых излучателей АЧТ-5И, разработанная для проведения операций их калибровки и последующих испытаний этих излучателей в целях утверждения их типа.

На рис. 1 приведена схема устройства исследованных излучателей.

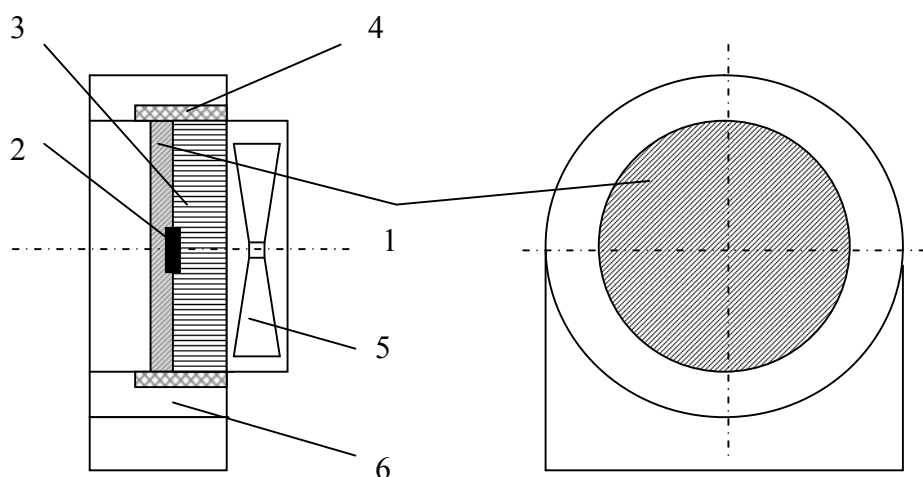


Рис. 1. Устройство излучателя: 1 – диск; 2 – датчик температуры; 3 – термобатарея Пельтье; 4 – теплоизоляция; 5 – вентилятор; 6 – корпус

Их излучающей поверхностью является металлический диск 1, имеющий шероховатую зачерненную внешнюю поверхность. На внутренней поверхности диска закреплен датчик температуры 2, по сигналу которого устанавливают необходимое значение температуры излучателя. Нагрев и охлаждение излучающей поверхности и, соответственно, стабилизация ее температуры осуществляются регулировкой тока в термобатарее Пельтье 3. Эффективная работа термобатареи обеспечивается вентилятором 5, который обдувает ее внешнюю поверхность. Теплоизоляция 4, окружающая излучающий диск и термобатарею, способствует выравниванию ее температурного поля.

Излучатель подключается к электронному блоку, с помощью которого задается, измеряется и автоматически поддерживается температура излучающей поверхности.

Сравнительные технические характеристики излучателей АЧТ-5И, ПЧТ 540/40/100 (Омский завод «Эталон») и М315×4 (фирма «Микрон», США) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Сравнительные технические характеристики излучателей

Характеристики излучателей	АЧТ-5И	ПЧТ 540/40/100	М315×4
Диапазон воспроизводимых температур, °С	15...65	30...95	5...200
Коэффициент черноты	– *)	$0,96 \pm 0,005$	$0,97 \pm 0,01$
Нестабильность поддержания температуры, К/мин, не более	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2 \cdot 10^{-2}$	$\pm 0,1$
Неравномерность температурного поля на рабочей поверхности излучателя, К, не более	– *)	$\pm 0,1$	$\pm 0,3$ при 100 °С
Размер рабочей поверхности, мм	$\varnothing 75$ $\varnothing 105$	110 × 110 при 95 °С	101 × 101
Время выхода на установившейся режим, мин, не более	4	30	–

Значения характеристик, отмеченных звездочкой, предстояло найти при выполнении данной работы.

Определение коэффициента черноты

Коэффициент черноты излучателей при комнатной температуре измерялся с помощью терморadiометра ТРМ-И, выпущенного оптико-механическим заводом (г. Загорск). Для этого тепловой блок терморadiометра устанавливается на поверхности исследуемого излучателя (рис. 2а). Погрешность терморadiометра, как показали исследования [4], находится в пределах 5...7%.

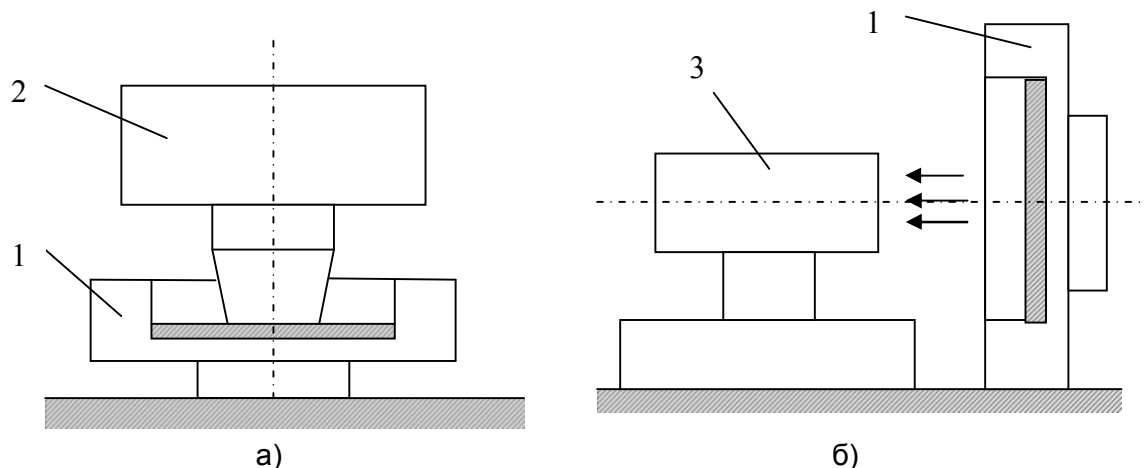


Рис. 2. Определение коэффициента черноты:

1 – излучатель, 2 – терморadiометр, 3 – инфракрасный пирометр

В диапазоне температур от 15 до 65°C коэффициент черноты определялся с помощью инфракрасного пирометра С-200 (фирма «АС», г. Коломна) с диапазоном измерений от –50 до 500°C с плавным заданием коэффициента черноты (разрешение 0,01) в диапазоне 8...14 мкм и с показателем визирования 1:100. Пирометр устанавливается при этом на расстоянии около 2 м от излучателя (рис. 2б). Коэффициент черноты излучателя определяется подбором его значений на дисплее пирометра, при которых температура излучателя по показаниям его электронного блока и значение температуры по показанию пирометра совпадают.

Измерения показали, что значения коэффициента черноты при комнатной температуре, полученные этими двумя методами и различными средствами измерений совпадают в пределах указанной выше погрешности. В качестве примера в табл. 2 приведены значения коэффициента черноты для исследованных излучателей.

Таблица 2. Полученные значения черноты для исследованных излучателей

Диаметр излучательной поверхности, мм	Температура, °С			
	18	30	50	65
110	0,89	0,87	0,87	0,86
75	0,88	0,86	0,86	0,84
75*	0,86	0,90	0,92	0,92

*) излучатель другой конструкции

Определение погрешности измерений температуры

Особенностью тепловых излучателей является то, что их энергетические характеристики в соответствии с законом Стефана-Больцмана зависят от четвертой степени температуры излучающей поверхности. Поэтому к точности ее измерений предъявляются повышенные требования. При этом ситуация осложняется еще тем обстоятельством, что в настоящее время задача метрологического обеспечения измерений температуры поверхности в полной мере не решена [5]. В частности,

отсутствуют необходимые эталонные средства, позволяющие определять действительную температуру поверхности твердых тел [6].

В данной работе предложена методика, реализующая возможность использования решения этой задачи для погружного эталонного термометра, прецизионного жидкостного термостата и дифференциального термоэлектрического датчика температуры с высокочувствительным микровольтметром. Схема, поясняющая предложенную методику приведена на рис. 3.

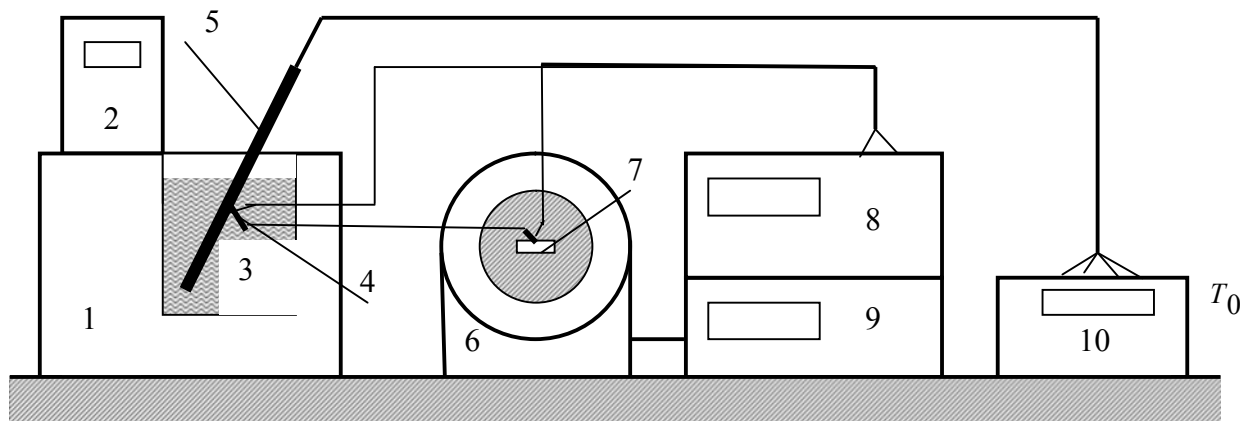


Рис. 3. Схема измерений температуры поверхности излучателя: 1 – термостат, 2 – регулятор температуры, 3 – ванна термостата, 4 – опорный спай дифтермопары, 5 – эталонный термометр, 6 – излучатель, 7 – измерительный спай дифтермопары, 8 – милливольтметр, 9 – электронный блок излучателя, 10 – измерительный блок термометра

В ванну 3 жидкостного термостата 1 помещается эталонный термопреобразователь 5, к корпусу которого в зоне чувствительного элемента прикреплен опорный спай 4 дифференциальной термопары. Другой измерительный спай 7 термопары прикреплен к поверхности излучателя 6. Сигнал термопары измеряется милливольтметром 8, а сигнал эталонного термопреобразователя – измерителем 10.

Работа такой измерительной установки заключается в следующем. Сначала с помощью регулятора 2 в термостате устанавливают температуру T_0 , значение которой отображается измерительным блоком эталонного термометра. Эту же температуру принимает опорный спай термопары. Затем с помощью электронного блока излучателя подбирают такое значение температуры, при котором сигнал дифференциальной термопары становится равным нулю. В этом случае значения температуры опорного и измерительного спаев термопары равны, а, следовательно, температура излучающей поверхности равна температуре эталонного термометра. Погрешность δ измерения температуры излучателя при этом равна

$$\delta = T_x - T_0,$$

где T_x – показание электронного блока излучателя.

Эти операции проводят при размещении измерительного спаев в пяти точках излучающей поверхности: в ее центре и в четырех точках на периферии. Так определяется погрешность измерений и неоднородность температуры на поверхности излучателя.

В качестве примера на рис. 4 приведены результаты измерений при температуре излучателя около 35°C .

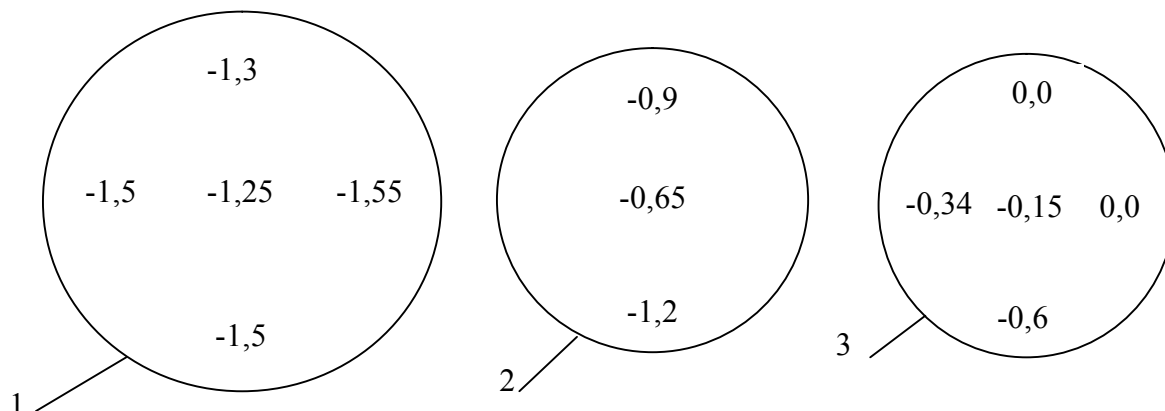


Рис. 4. Погрешность измерения и распределение температуры на поверхности излучателей при $T_x \approx 35^\circ\text{C}$: 1 – излучатель диаметром 110 мм, 2 – излучатель диаметром 75 мм, 3 – излучатель диаметром 75 мм (другой конструкции)

При опробовании такой методики использовали термостат томской фирмы «Термекс» с диапазоном термостатирования от 10 до 150°C с нестабильностью температуры от 5 до 10 мК; эталонный 3-го разряда термопреобразователь ЭТС-100 с погрешностью менее 10 мК; измерительный блок термометра фирмы «Термекс» с погрешностью 10 мК и разрешением 1 мК. Дифференциальная термопара (термоэлектрический датчик температуры) изготовлена из манганин-константановых термоэлектродов диаметром 0,1 мм и имеет чувствительность около 40 мкВ/К. В качестве нуля-индикатора (микровольтметр) использовался прибор В2-99 Омского завода «Эталон» с разрешающей способностью 0,1 мкВ.

Заключение

Опробование разработанной методики определения действительных метрологических характеристик тепловых излучателей показали ее работоспособность и эффективность. Полученные значения характеристик, однако, не соответствуют требованиям нормативного документа [2] и уступают аналогичным характеристикам излучателей, приведенным в табл. 1.

Результаты выполненных исследований послужат основой для совершенствования конструкции излучателей АЧТ-5И, а также могут быть использованы для создания нормативного документа по методике поверки подобных тепловых излучателей.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статическая физика. – М.: Наука. – 1964. – 568 с.
2. ГОСТ Р 8.619-2006 ГСИ. Приборы тепловизионные измерительные. Методика поверки.
3. Никоненко В.А., Походун А.И., Матвеев М.С., Сильд Ю.А. Неделько А.Ю. Метрологическое обеспечение в радиационной термометрии: проблемы и решения // Приборы. – 2008. – №10. – С. 12–26.
4. Парфинский В.А., Середенко М.М., Шипунов В.Л. Физические основы метода измерения степени черноты на терморадиометре ТРМ//Вопросы авиационной науки и техники. Научно-технический сборник. – 1989. – № 5. – С. 32–34.
5. Черепанов В.Я. Разработка методики поверки преобразователей температуры поверхности // Приборы. – 2007. – №5. – С. 43–46.
6. ГОСТ 8.558-93 ГСИ. Государственная поверочная схема для средств измерений температуры.

ПОСТРОЕНИЕ «В СРЕДНЕМ ТОЧНОГО» РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О БАРОТЕРМИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ В НЕФТЯНОМ ПЛАСТЕ

Р.Ф. Салихов

(Уфимский государственный авиационный университет,
филиал в г. Стерлитамак)

Научный руководитель – д.т.н., профессор А.И. Филиппов
(Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. З. Бишевой)

Разработана математическая модель термодинамических процессов при колебательном движении жидкостей в пористой среде с учетом теплового взаимодействия нефтяного пласта с окружающими породами и фазовых переходов вследствие растворения парафинов. Получены аналитические зависимости температуры от времени, расстояния до скважины и параметров пористого пласта, обосновывающие возможность увеличения нефтеотдачи пластов при воздействии на них волновыми полями давления.

Ключевые слова: баротермический эффект, асимптотический метод, парафинизация, волновые поля давлений, нефтеотдача пласта, фазовый переход

В настоящее время осуществляются исследования по созданию технологии увеличения нефтеотдачи пластов на основе термического воздействия [1]. Поля давления в нефтеносных пластах при наличии фильтрационно-волновых процессов нестационарны, поэтому фильтрация нефти в пластах приводит к появлению баротермического эффекта – изменению температуры при течении флюида в пористой среде в нестационарном поле давления. Величина баротермического эффекта зависит от свойств пористой среды, фильтрующейся жидкости, времени, геометрии течения и т.д. Одной из наиболее важных особенностей баротермического эффекта является возрастание температуры со временем в фильтрационно-волновых полях [2], [3]. Это открывает перспективы разработки новых способов воздействия на нефтяные пласты для увеличения нефтеотдачи.

Целью настоящей работы является разработка математической модели термодинамических процессов при колебательном движении жидкостей в пористой среде с учетом теплового взаимодействия нефтяного пласта с окружающими породами и фазовых переходов вследствие растворения парафинов.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу об изменении температуры жидкости при колебательном движении в пористой среде с учетом фазовых переходов, обусловленных растворением парафина. Среда представлена в виде трех полубесконечных областей, с плоскими границами раздела, перпендикулярными оси z ($z=\pm h$, рис. 1). Первая I и вторая II области непроницаемы; средняя область толщины $2h$, расположенная горизонтально, является пористой и насыщена парафинистой нефтью. Будем рассматривать случай радиального колебательного движения парафинистой нефти в средней области – $h < z < h$. При описании температурной задачи примем, что температура нефти, парафина и скелета пористой среды в каждой точке совпадают. Отлична от нуля только радиальная координата скорости конвективного переноса тепла, т.е. $u_r = u(r, t) \neq 0$, $u_\varphi = 0$, $u_z = 0$, откуда следует, что поле давления является функцией от радиальной координаты r времени t и не зависит от z и φ . Обозначим через $f(T_d)$, отличную от нуля в диапазоне температур от T_n до T_k , тепловую функцию фазового превращения парафина $f(T_d) = \delta^* ((T_d - T_n)/(T_k - T_n))^2 \exp(-\delta(T_d - T_n)/(T_k - T_n))$, где T_n , T_k – температуры начала и максимума кристаллизации парафина соответственно, коэффициенты δ^* и

δ – постоянные для определенной нефти величины. В дальнейшем будем использовать индекс d для обозначения размерных величин.

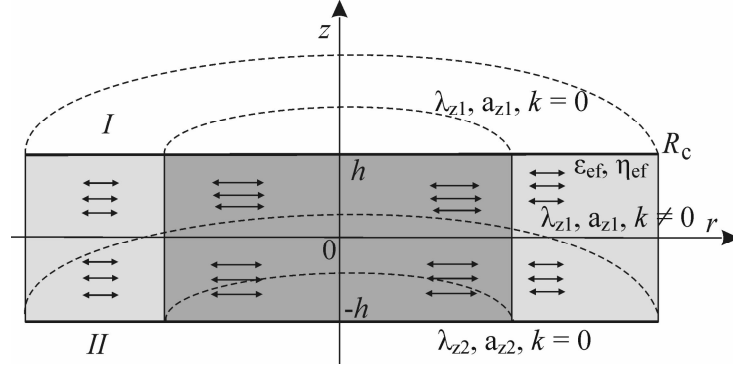


Рис. 1. Фильтрация парафинистой нефти. Геометрия задачи: I – покрывающие породы, II – подстилающие породы, R_c – радиус контура питания, h – полутолщина пласта

Математическая постановка задачи для первой и второй областей представляется уравнением теплопроводности, а для средней области – уравнением баротермического эффекта [4], которое показывает, что изменения теплосодержания в системе происходят вследствие конвективного переноса тепла, эффекта Джоуля-Томсона, адиабатического эффекта, теплоты фазовых переходов (парафинизация или депарафинизация) и теплопроводности. В предположении осевой симметрии задача принимает вид

$$\frac{\partial T_{1d}}{\partial t_d} = a_{r1} \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(r_d \frac{\partial T_{1d}}{\partial r_d} \right) + a_{z1} \frac{\partial^2 T_{1d}}{\partial z_d^2}, \quad z_d > h, \quad r_d > 0, \quad t_d > 0, \quad (1)$$

$$\left(1 + \frac{m(1-s)}{c_n} f(T_d) \right) \frac{\partial T_d}{\partial t_d} + u_{\text{efd}}(T_d) \left(1 + \frac{f(T_d)}{c_n} \right) \frac{\partial T_d}{\partial r_d} + u_{\text{efd}}(T_d) \cdot \epsilon_{\text{efd}} \frac{\partial P_d}{\partial r_d} - \eta_{\text{efd}} \frac{\partial P_d}{\partial t_d} = a_r \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(r_d \frac{\partial T_d}{\partial r_d} \right) + a_z \frac{\partial^2 T_d}{\partial z_d^2}, \quad t_d > 0, \quad r > 0, \quad |z_d| < h, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_{2d}}{\partial t_d} = a_{r2} \frac{1}{r_d} \frac{\partial}{\partial r_d} \left(r_d \frac{\partial T_{2d}}{\partial r_d} \right) + a_{z2} \frac{\partial^2 T_{2d}}{\partial z_d^2}, \quad z_d < -h, \quad r_d > 0, \quad t_d > 0. \quad (3)$$

На границах раздела заданы условия равенства температур

$$T_d|_{z=h} = T_{1d}|_{z=h}, \quad T_d|_{z=-h} = T_{2d}|_{z=-h}, \quad (4)$$

и тепловых потоков

$$\lambda_z \frac{\partial T_d}{\partial z_d} \Big|_{z=h} = \lambda_{z1} \frac{\partial T_{1d}}{\partial z_d} \Big|_{z=h}, \quad \lambda_z \frac{\partial T_d}{\partial z_d} \Big|_{z=-h} = \lambda_{z2} \frac{\partial T_{2d}}{\partial z_d} \Big|_{z=-h}. \quad (5)$$

Температурные возмущения в начальный момент времени и на бесконечном удалении от скважины отсутствуют

$$T_d|_{t=0} = T_{0d} - \Gamma z, \quad T_{1d}|_{t=0} = T_{0d} + (\Gamma_1 - \Gamma) \cdot h - \Gamma_1 z, \quad T_{2d}|_{t=0} = T_{0d} + (\Gamma - \Gamma_2) \cdot h - \Gamma_2 z, \quad (6)$$

$$\lim T_d|_{r+|z| \rightarrow \infty} = T_{0d} - \Gamma z, \quad \lim T_{1d}|_{r+|z| \rightarrow \infty} = T_{0d} + (\Gamma_1 - \Gamma) \cdot h - \Gamma_1 z, \quad \lim T_{2d}|_{r+|z| \rightarrow \infty} = T_{0d} + (\Gamma - \Gamma_2) \cdot h - \Gamma_2 z, \quad (7)$$

где T_{0d} – невозмущенная температура в середине пористого пласта, Γ , Γ_1 , Γ_2 – геотермические коэффициенты пористого, покрывающего и подстилающего пластов соответственно. Нижние индексы 1 и 2 относятся к параметрам первой и второй среды соответственно.

Решение предполагается ограниченным во всех точках $r > 0$. В задаче (1)–(7) описывается процесс нестационарной фильтрации жидкости, поэтому решена соответствующей гидродинамической задачи по описанию поля давлений задача для определения функций $u_{ef}(T)$, $\partial P/\partial r$, $\partial P/\partial t$. Задача (1)–(7) является нелинейной, так как коэффициенты при производных от температуры по времени и радиальной координате в центральной зоне $|z| < 1$ зависят от температуры. Задача формулируется в безразмерных величинах, введением следующих обозначений: $t = a_{z1} t_d / h^2$, $\Lambda \approx z_1 / \lambda_z$, $\chi = c_1 \rho_1 / c\rho$, $z = z_d / h$, $c_{11} = c\rho$, $T_1 = (T_{1d} - T_0 - (\Gamma_1 - \Gamma)h + \Gamma_1 z) / T_0$, $T_2 = (T_{2d} - T_0 - (\Gamma - \Gamma_2)h + \Gamma_2 z) / T_0$, $T = (T_d - T_0 + \Gamma z) / T_0$, $r = r_d / h$, $P = P_d / P_0$, $\eta_{ef} = P_0 \eta_{efd} / T_0$, $\varepsilon_{ef} = P_0 \varepsilon_{efd} / T_0$, $u_{ef} = h u_{efd} / a_{z1}$. Функция \tilde{f} получается при соответствующей замене $\tilde{f}(T) = f(T T_0 + T_0 - \Gamma z)$, поэтому она зависит и от переменной z . В пластах толщиной порядка 10 м различие температур между кровлей и подошвой пласта не превышает десятых долей градуса и поэтому явной зависимостью функции \tilde{f} от z можно пренебречь. Для получения приближенных решений воспользовались модификацией асимптотического метода [5].

Показано, что и в нелинейном случае нулевое приближение соответствует осреднению температуры по толщине пласта. Первое приближение $T^{(1)}$ позволяет учесть зависимость температуры в интервале пласта от z . Решение задачи для первого коэффициента найдено при дополнительном условии, обеспечивающем обращение в нуль усредненных по толщине пласта значений остаточного члена асимптотического разложения. Такое асимптотическое приближение называется «в среднем точным».

Получено выражение для температуры в покрывающем и подстилающем однородных пластах, используется в дальнейшем как граничное условие для задач о температурном поле в кровле и подошве пласта

$$T_1^{(0)}(r, z, t) = \int_0^t \frac{(z-1) \exp\left(-\frac{(z-1)^2}{2a_2(t-\theta)}\right)}{4\sqrt{\pi a_2^3(t-\theta)^5}} \int_0^\infty x \cdot \exp\left(-\frac{r^2 + x^2}{4a_2(t-\theta)}\right) \times \\ \times T^{(0)}(x, \theta) I_0\left(-\frac{rx}{2a_2(t-\theta)}\right) dx d\theta, \quad z > 1, \quad (8)$$

$$T_2^{(0)}(r, z, t) = \int_0^t \frac{(z+1) \exp\left(-\frac{(z+1)^2}{4a_1(t-\theta)}\right)}{4\sqrt{\pi a_1^3(t-\theta)^5}} \int_0^\infty x \cdot \exp\left(-\frac{r^2 + x^2}{4a_1(t-\theta)}\right) \times \\ \times T^{(0)}(x, \theta) I_0\left(-\frac{rx}{2a_1(t-\theta)}\right) dx d\theta, \quad z < -1. \quad (9)$$

Значение выражений (8), (9) заключается в том, что они определяют поля температуры в окружающей среде, если температура пласта известна, а анализ предельного случая нулевого приближения является основой для оценки точности формул и границ их применимости. Эту модель можно рассматривать как уточнение наиболее широко используемого подхода, предполагающего полную тепловую изоляцию от окружающих пород. Нулевое приближение и его предельный случай определяют только средние значения температуры в интервале пласта, не зависящие от координаты z . Первое и более высокие приближения устраняют этот недостаток.

Температурное поле при колебательном движении парафинистых нефтей в пористой среде

За одно колебание температура фильтрующейся жидкости изменяется незначительно, поэтому зависимостью скорости конвективного переноса теплоты от температуры можно пренебречь и температурное поле описывается уравнением энергии с учетом парафинизации в размерной форме

$$\Phi_1(T) \frac{\partial T}{\partial t} + u_{ef}(T) \left(\Phi_2(T) \frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_{ef} \frac{\partial P}{\partial r} \right) - \eta_{ef} \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

с начальным условием $T|_{t=0} = T_0$. Для колебательного движения жидкости скорость конвективного переноса тепла по формуле Дарси согласно зависимости $P(r,t) = P_0 \cos(\omega t) \ln(r/R_c) / \ln(r_0/R_c)$ запишется как

$$u_{ef}(r,t) = -\frac{c_{ж}}{c_{п}} \frac{k}{\mu(T)r} \frac{P_0}{\ln(r_0/R_c)} \cos \omega t. \quad (11)$$

Тогда с учетом (11) и выражения для давления, зависимость для определения температуры фильтрующейся жидкости с учетом парафинизации (10) примет вид

$$\Phi_1(T) \mu(T) \frac{\partial T}{\partial t} - D_1 \Phi_2(T) \frac{\partial T}{\partial r} \cos \omega t - \frac{D_2}{r^2} \cos^2(\omega t) + D_3 \omega \mu(T) \sin(\omega t) = 0, \quad (12)$$

где $D_1 = c_{ж} k P_0 / r c_{п} \ln(r_0/R_c)$, $D_2 = \varepsilon_{ef} c_{ж} k P_0^2 / c_{п} \ln^2(r_0/R_c)$, $D_3(r) = \eta_{ef} m P_0 c_{ж} \ln(r/R_c) / c_{п} \ln(r_0/R_c)$.

Уравнение (12) является нелинейным и его решение затруднено. Наиболее просто получить приближенное решение задачи, воспользовавшись теоремой об осреднении Бунаковского-Шварца [6]. После осреднения по периоду колебаний уравнение (12) представится как

$$\Phi_1(T) \mu(T) \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{D_1}{2r^2} = 0. \quad (13)$$

Решение уравнения (13) описывает температурные изменения несжимаемой жидкости при колебательном движении в пористой среде

$$\Phi(T) - \Phi(T_0) = \int_{T_0}^T \Phi_1(\tau) \frac{\mu(\tau)}{\mu_0(T_0)} d\tau = \frac{Dt}{2r^2}, \quad (14)$$

где $D = \varepsilon_{ef} c_{ж} k P_0^2 / c_{п} \mu_0(T_0) \ln^2(r_0/R_c)$. Неявное выражение для температуры (14) совместно с (8), (9) представляют решение нелинейной задачи в предельном случае нулевого приближения.

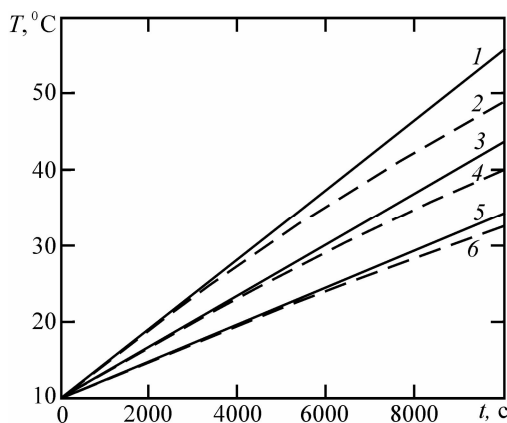


Рис. 2. Зависимость баротермического эффекта от времени для парафинистой нефти при разных значениях проницаемости пористой среды (плоскорадиальный случай): 1 – $k_1 = 9 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, 2 – $k_2 = 12,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, 3 – $k_3 = 17 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $T_H = 300 \text{ К}$, $T_K = 373 \text{ К}$, $r_0 = 0.1 \text{ м}$, $\mu = 11.7 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $P_0 = 10^6 \text{ Па}$, $s = 0.5$, $\rho = 840 \text{ кг/м}^3$, $c_{ж}/c_{п} = 1.43$, $R = 100 \text{ м}$, $m = 0.2$, $\varepsilon_{ef} = 0.04 \text{ К/атм}$

На рис. 2 представлены результаты расчетов зависимости усредненной температуры от времени при колебательном движении несжимаемой жидкости для разных значений проницаемости с учетом растворения парафина в предположении постоянной вязкости $\mu(T) = \text{const}$ (штриховые линии) и без учета – сплошные линии. Из рис. 2 следует, что величина баротермического эффекта со временем возрастает и с

увеличением проницаемости температурный эффект уменьшается. Кроме того, скорость изменения температуры со временем уменьшается, что является следствием поглощения тепла при растворении твердой фазы парафина.

На рис. 3 представлены результаты расчетов зависимости усредненной температуры от времени (14) при колебательном движении несжимаемой жидкости для разных значений проницаемости с учетом зависимости вязкости от температуры по формуле Аррениуса (штриховые линии) и без учета – сплошные линии. Из рис. 3 видно, что величина баротермического эффекта со временем возрастает и с увеличением проницаемости температурный эффект уменьшается, независимо от того считать вязкость постоянной или зависящей от температуры.

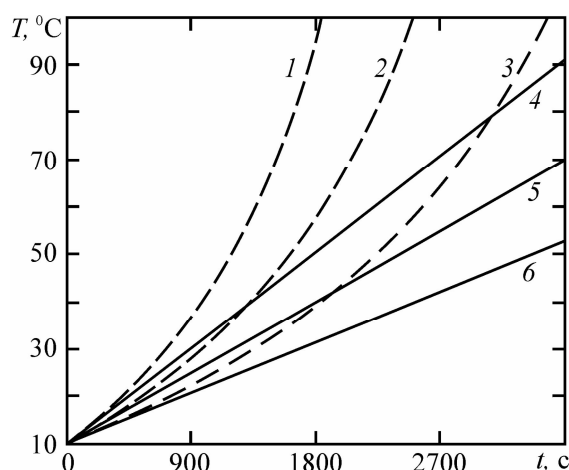


Рис. 3. Зависимость баротермического эффекта от времени для парафинистой нефти при вязкости зависящей от температуры для разных значениях проницаемости пористой среды (плоскорадиальный случай): 1, 4 – $k_1 = 9 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, 3, 6 – $k_3 = 17 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, 2, 5 – $k_2 = 12,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, $s = 0,5$, $T_H = 283 \text{ К}$, $T_K = 373 \text{ К}$, $r_0 = 0,1 \text{ м}$, $\rho = 840 \text{ кг/м}^3$, $P_0 = 10^6 \text{ Па}$, $c_{ж}/c_{п} = 1,43$, $R = 100 \text{ м}$, $\epsilon_{ef} = 0,04 \text{ К/атм}$, $m = 0,2$

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что нелинейный эффект проявляющийся за счет учета зависимости вязкости от температуры, приводит к увеличению скорости роста температуры со временем. Использование этого эффекта на практике позволит существенно сократить время прогрева до достижения заданных температур и обеспечит уменьшение вклада тепловых потерь за счет теплоотдачи в окружающую среду.

Решение задачи в нулевом приближении

Температурное поле в нулевом приближении для случая малого содержания парафина в пренебрежение радиальной теплопроводностью в покрывающем и подстилающем пластах имеет вид

$$T^{(0)} = \frac{D}{2r^2 \Lambda_1} \left[2\sqrt{\frac{t}{\pi}} - \frac{1}{\Lambda_1} (1 - \exp(\Lambda_1^2 t) \operatorname{erfc}(\Lambda_1 \sqrt{t})) \right], |z| < 1, t > 0, \quad (15)$$

$$T_1^{(0)} = \frac{D}{2r^2 \Lambda_1} \left[2\sqrt{\frac{t}{\pi}} \exp\left(-\frac{(z-1)^2}{4t}\right) - \left(z-1 + \frac{1}{\Lambda_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{z-1}{2\sqrt{t}}\right) + \frac{1}{\Lambda_1} \exp(\Lambda_1(z-1) + \Lambda_1^2 t) \operatorname{erfc}\left(\frac{z-1}{2\sqrt{t}} + \Lambda_1 \sqrt{t}\right) \right], z > 1, t > 0, \quad (16)$$

$$T_2^{(0)} = \frac{D}{2r^2 \Lambda_1} \left[2\sqrt{\frac{t}{\pi}} \exp\left(-A_{12} \frac{(z+1)^2}{4t}\right) - \left(\sqrt{A_{12}} |z+1| + \frac{1}{\Lambda_1}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{A_{12}} \frac{|z+1|}{2\sqrt{t}}\right) + \right.$$

$$+ \frac{1}{\Lambda_1} \exp(\Lambda_1 \sqrt{A_{12}} |z+1| + \Lambda_1^2 t) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{A_{12}} \frac{|z+1|}{2\sqrt{t}} + \Lambda_1 \sqrt{t} \right) \Big], \quad z < -1, \quad t > 0, \quad (17)$$

где для удобства преобразований введены обозначения $\Lambda_1 = \chi(1 + \sqrt{A_{12}\lambda_{z2}/\lambda_{z1}})/2$, $\Lambda_2 = \chi(1 - \sqrt{A_{12}\lambda_{z2}/\lambda_{z1}})/2$, $A_{12} = a_{z1}/a_{z2}$. Выражения (15), (16) и (17) – искомые формулы для расчетов полей баротермического эффекта в пласте и окружающих породах в нулевом приближении. Аналогично строятся решения и для более высоких приближений.

Исследование динамики нарастания температуры без учета теплообмена и с учетом теплообмена с окружающими породами в зависимости от безразмерного времени показывают, что теплообмен с окружающими породами уменьшает скорость нарастания средней по пласту температуры. В пласте толщиной 1 м вклад теплообмена с окружающими породами не превышает 20% от величины максимального эффекта. В реальных условиях, где мощность пластов составляет несколько метров, вклад теплообмена значительно ниже.

Окончательно «в среднем точное» асимптотическое решение запишется в виде

$$T = T^{(0)} + \varepsilon \frac{\lambda_{z1}}{\lambda_z} T^{(1)}, \quad T_1 = T_1^{(0)} + \varepsilon \frac{\lambda_{z1}}{\lambda_z} T_1^{(1)}, \quad T_2 = T_2^{(0)} + \varepsilon \frac{\lambda_{z1}}{\lambda_z} T_2^{(1)}.$$

На рис. 4 представлены расчеты безразмерной температуры T от вертикальной координаты z . Кривая 1 соответствует решению в нулевом приближении, 2 – первому коэффициенту разложения и 3 – первому приближению. Расчеты позволяют оценить вертикальные размеры зоны, в которой наблюдаются температурные изменения, обусловленные баротермическим эффектом в фильтрационно-волновых полях давления.

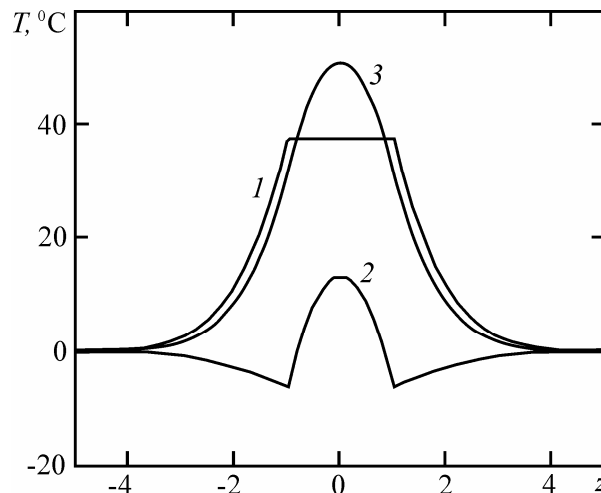


Рис. 4. Зависимости температурных изменений T от безразмерной координаты z : $t=1$, $\Lambda=1$, $\Lambda_1=1$, $\Lambda_2=0$, $R=100$ м, $r=0.2$ м, $r_0=0.1$ м, $h=1$ м, $\chi=1$, $\mu=11.7 \cdot 10^{-3}$ Па·с, $P_0=10^6$ Па, $c_{ж}/c_{п}=0.76$, $R=100$, $\varepsilon_{ef}=0.04$ К/атм, $s=0.8$

Например, для безразмерного времени $t=1$ размер зоны влияния баротермического эффекта по координате z составляет приблизительно 2 м, с течением времени размер этой зоны возрастает. Для нулевого приближения (кривая 1) температура постоянна в интервале пласта $-1 < z < 1$ в соответствии со «схемой сосредоточенной емкости». Первый коэффициент разложения в пределах пласта (кривая 2) принимает как отрицательные, так и положительные значения. Благодаря учету поправки, решение в первом приближении (кривая 3) более реально отражает распределение температуры в пласте, что выражается в его зависимости от z .

Таким образом, разработанная математическая модель процесса подтверждает возможность практического использования фильтрационно-волнового нагрева пластов для увеличения нефтеотдачи и позволяет рассчитывать температурные поля в реальных условиях.

Литература

1. Бурже Ж., Сурио П., Комбарну М. Термические методы повышения нефтеотдачи пластов. – М.: Недра. – 1989. – 422 с.
2. Филиппов К.А. Фильтрационно-волновой нагрев пористых сред //Теплофизика высоких температур. – 1997. – Т. 43. – № 3. – С. 442–445.
3. Филиппов А.И., Михайлов П.Н., Хисматуллин А.С. Фильтрационно-волновой нагрев нефтяного пласта //Инженерная физика. – 2006. – № 5. – С. 13–21.
4. Филиппов А.И., Шарафутдинов Р.Ф. Особенности теплового поля дроссельного эффекта в пластовых условиях при наличии охлаждения закачиваемого водой //Изв. ВУЗов. Нефть и газ. – 1982. – № 3. – С. 53–58.
5. Филиппов А.И., Михайлов П.Н., Гюнтер Д.А., Иванов Д.А. Асимптотическое решение задачи о подземном захоронении радиоактивных отходов //Сибирский журнал индустриальной математики. – 2008. – Т. XI. – № 2(34). – С. 124–138.
6. Рубинштейн Л.И. Температурные поля в нефтяных пластах. – М.: Недра. – 1971. – 276 с.

О ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ МИКРО-ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ РАДИАЛЬНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Н.В. Косолапова

(Санкт-Петербургский государственный политехнический университет)

Научный руководитель – д.ф.-м.н., профессор Е.З. Гусаков

(Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН)

Радиальная корреляционная рефлектометрия широко используется для диагностики плотности горячей плазмы в токамаках. Интерпретация экспериментальных данных – очень непростая задача, включающая в себя постановку эксперимента, теоретическое обоснование и разработку методов расшифровки принятого сигнала. В данной работе изложена одномерная теория флуктуационной рефлектометрии, предложен метод восстановления спектров флуктуаций плотности плазмы, на основе которого разработан код, рассчитывающий эффективность рассеяния, ККФ сигналов и восстанавливающий спектр флуктуаций плотности плазмы.

Ключевые слова: токамак, диагностика, физика плазмы, рефлектометрия

Введение

С начала 90-х годов прошлого века рефлектометрия привлекает внимание исследователей, как не возмущающий плазму метод диагностики микро-турбулентности в токамаках. В простейшей одночастотной постановке эксперимента речь идёт об определении частотного спектра турбулентности и её уровня. С целью определения спектра турбулентности по волновым числам, или хотя бы их корреляционной длины, была предложена более сложная радиальная корреляционная рефлектометрия (РКР), использующая одновременное зондирование плазмы на двух частотах (одна из них фиксирована – опорная, другая меняется – зондирующая) и последующий анализ результатов с помощью корреляционного подхода [1]. Интерпретация результатов в этой методике основана на предположении о её высокой локальности и аналогична используемой в корреляционной зондовой методике, отождествляющей кросскорреляционную функцию (ККФ) сигналов и турбулентности. Вместе с тем, согласно результатам численных расчётов [2], [3], предположение о том, что РКР ККФ ведет себя подобно ККФ турбулентности, не верно. РКР ККФ падает с удалением от отсечки опорной частоты заметно медленнее, чем ККФ турбулентности; измеренная корреляционная длина и реальная не совпадают. Тем не менее, как показано в настоящей работе, при этом все еще возможно восстановление спектра микро-турбулентности по данным РКР. С этой целью был проведен всесторонний анализ флуктуационной рефлектометрии в одномерной модели, включая исследование вопроса о насыщении сингулярности эффективности рассеяния и выводе выражения для РКР ККФ.

В данной работе изложена одномерная теория флуктуационной рефлектометрии, показано насыщение сингулярности эффективности рассеяния при малых волновых числах и выведена общая формула, описывающая эффективность рассеяния. Эта формула использована при получении выражения для РКР ККФ. В работе предложен метод восстановления спектров флуктуаций плотности плазмы, на основе которого разработан код, рассчитывающий эффективность рассеяния, ККФ сигналов и восстанавливающий спектр флуктуаций плотности плазмы.

1. Одномерная теория

В рамках данной работы предполагается построение одномерной теории флуктуационной рефлектометрии. Отраженный сигнал зондирующей волны описывается уравнением Гельмгольца:

$$\left\{ \frac{d^2}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{4\pi e^2 [n(x) + \delta n(x)]}{m_e c^2} \right\} E_z(x, \omega) = 0, \quad (1)$$

где $n(x) = n_c(\omega_0)x/L(\omega_0)$, $x > 0$ – профиль плотности полагается линейным, $\omega^2 = 4\pi e^2 n_c / m_e$ – частота зондирующего сигнала, ω_0 – опорная частота, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 [n(x) + \delta n(x)] / m_e$ – плазменная частота, $\delta n(x)$ – статистически однородные флуктуации плотности, $E_z(x, \omega)$ – поле зондирующей волны. Уравнение решается методами теории возмущений, для линейного профиля плотности сводится к уравнению Эйри.

Соответствующее выражение для амплитуды отраженного сигнала в случае линейного профиля плотности, с использованием теоремы взаимности $A_s = \frac{1}{4} \int \vec{j}_s(z) \vec{E}^{(0)}(z) dz$ [6], где $|A_s(\omega)|^2 = p_s(\omega)$ – мощность отраженного сигнала, примет вид:

$$A_s(\omega) = \frac{i\omega\sqrt{S_i}}{16\pi} \pi \left(\frac{L\omega}{c} \right)^{2/3} \int_{-L/\alpha}^{+\infty} \frac{\delta n(z)}{n_c} (Ai(z))^2 dz, \quad (2)$$

где S_i – мощность зондирующей волны, L – отсечка, n_c – плотность плазмы в точке отсечки, $Ai(z)$ – функция Эйри. Интегрирование производится по всей плазме от границы.

В результате вычислений выражение для амплитуды рассеянного сигнала можно

записать в виде $A_s = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\kappa) \frac{\delta n(x)}{n_c} e^{i\kappa L} d\kappa$, где

$$R(\kappa) = \sqrt{S_i} \sqrt{L} \frac{\omega^2}{c} e^{-i\frac{\pi}{4}} \left\{ \begin{array}{l} 2\pi \frac{e^{-i\frac{|\alpha\kappa|^3}{12}}}{\sqrt{\kappa}}, 1 \ll |\alpha\kappa| < 2\sqrt{\frac{L}{\alpha}} \\ -4\sqrt{\pi} \frac{\text{erf}(\sqrt{i|\kappa L|})}{\sqrt{\kappa}}, |\alpha\kappa| \ll 1 \\ \frac{2\pi}{\sqrt{\kappa}}, |\kappa L| \gg 1 \\ -4\sqrt{\pi} e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{L}, |\kappa L| \ll 1 \end{array} \right\}. \quad (3)$$

Для корреляционного анализа зондирование производится на разных частотах и для полученных сигналов считается ККФ. При этом предполагается, что с помощью зондирования плазмы можно получить информацию о виде и форме флуктуаций. Одномерная теория позволяет выявить связь между ККФ сигнала и спектром турбулентности. Используя теорему Винера-Хинчина

$$2\pi \langle \delta n(x') \delta n(x'') \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{n}_\kappa^2 \exp[i\kappa(x' - x'')] d\kappa \quad (4)$$

получим выражение для ККФ рассеянного сигнала $CCF(\Delta L) = \langle A_s A_s^* \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{R}(\Delta L) n_\kappa^2 e^{i\kappa(L_a - L_b)} d\Delta L$,

где

$$\tilde{R}(\kappa) = S_i \sqrt{L_a L_b} \frac{(\omega_a \omega_b)^2}{c^2} \left\{ \begin{array}{l} \frac{4\pi^2}{\kappa}, 1 \ll |\alpha\kappa| < 2\sqrt{\frac{L}{\alpha}} \\ 16\pi \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{i|\kappa L_a|}) \operatorname{erf}^*(\sqrt{i|\kappa L_b|})}{\kappa}, |\alpha\kappa| \ll 1 \\ \frac{4\pi^2}{\kappa}, |\kappa L| \gg 1 \\ 16\pi \sqrt{L_a L_b}, |\kappa L| \ll 1 \end{array} \right\} \quad (5)$$

Как можно увидеть из формулы, коэффициенты в аналитическом выражении для ККФ (5) позволяют построить для ККФ плавную асимптотику (общий характер зависимости от волнового числа $\tilde{R}(\kappa) \sim \frac{1}{\kappa}$, коэффициенты для различных областей волновых векторов совпадают). Сингулярность $1/\kappa$ насыщается на масштабах много меньших эйриевского, что продиктовано вкладом в интеграл рассеяния на длинноволновых флуктуациях.

2. Алгоритм восстановления спектров флуктуаций плотности плазмы

Анализ амплитуды рассеянного сигнала (3) показал, что громоздкую формулу можно заменить асимптотикой $R(\kappa) \sim \frac{\operatorname{erf}(\sqrt{i|\kappa L|})}{\sqrt{\kappa}}$ для упрощения вычислений при восстановлении спектра. При этом точность вычислений, как покажет численное моделирование, остается достаточно высокой.

Введем нормированную ККФ:

$$\overline{CCF} = \frac{\langle A_s(\omega_a) A_s^*(\omega_b) \rangle}{\sqrt{\langle A_s^2(\omega_a) \rangle \langle A_s^2(\omega_b) \rangle}}. \quad (6)$$

Используя асимптотику функции (3), упростим также выражение для кросскорреляционной функции:

$$\overline{CCF}(L_b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{k} n_k^2 e^{ik(L_a - L_b)} \operatorname{erf}(\sqrt{ikL_a}) \operatorname{erf}^*(\sqrt{ikL_b}). \quad (7)$$

Здесь нормировка функции ошибок принимается в виде $\operatorname{erf}(x) = \int_0^x e^{-s^2} ds$, L_a и L_b -

отсечки для опорной и зондирующей частот соответственно.

ККФ сигнала в левой части интегрального уравнения (7) рассчитывается численно или предполагается известной из РКР эксперимента. Решая уравнение (7), получим простое и логичное выражение для спектра флуктуаций:

$$n_\kappa^2 = \left\{ \begin{array}{l} -i4\sqrt{\pi} \frac{\kappa}{\operatorname{erf}^*(\sqrt{i\kappa L_a})} \int_{-\infty}^{+\infty} CCF(\Delta L) e^{-i\kappa\Delta L} d(\Delta L), \kappa > 0 \\ -4\sqrt{\pi} \frac{\kappa}{\operatorname{erf}^*(\sqrt{-i\kappa L_a})} \int_{-\infty}^{+\infty} CCF(\Delta L) e^{-i\kappa\Delta L} d(\Delta L), \kappa < 0 \end{array} \right\} \quad (8)$$

где ККФ зависит от разности координат отсечек опорной и зондирующей частот $\Delta L = L_a - L_b$.

3. Результаты численного восстановления спектров и кросскорреляционной функции турбулентности

Разработанный на основе теории код численно решает уравнение Гельмгольца, рассчитывает амплитуду рассеянного сигнала, РКР ККФ и восстанавливает спектр флуктуаций плотности и его пространственную ККФ для линейного профиля плотности плазмы.

На рис. 1 показано сравнение РКР ККФ и турбулентности для Гауссова спектра флуктуаций:

$$n_k^2 = \sqrt{\pi} l_c e^{-l_c^2 k^2 / 4}. \quad (9)$$

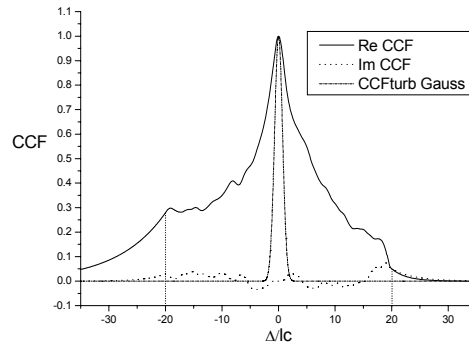


Рис.1. Сравнение ККФ сигнала (сплошной кривой показана вещественная часть, точками – мнимая) и турбулентности (штрих пунктиром)

В расчете смоделировано зондирование плазмы в интервале $-20l_c < \Delta < 20l_c$ от отсечки опорной частоты, при $|\Delta| > 20l_c$ ККФ экстраполируется экспоненциально падающей функцией. ККФ сигнала имеет маленькую мнимую часть и сильно отличается от ККФ турбулентности, что позволяет с уверенностью сказать, что любые выводы о корреляционной длине или ККФ турбулентности, основывающиеся только на ККФ сигнала, ошибочны.

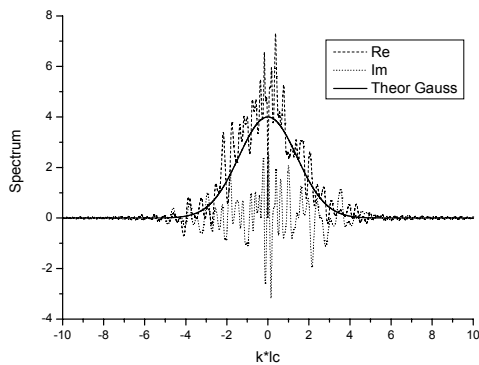


Рис. 2а. Гауссов спектр

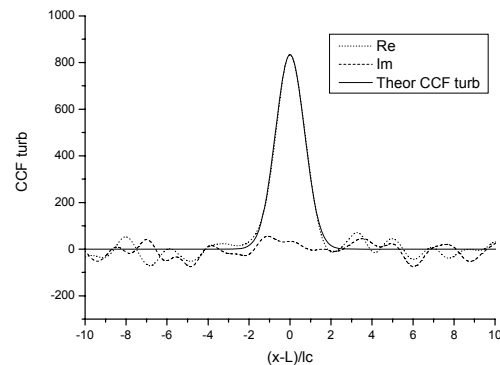


Рис. 2б. Пространственная ККФ (Гауссов спектр)

Флуктуации плотности плазмы описываются выражением:

$$\delta n(x) = \frac{\delta n_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta n_k e^{ikx + i\phi(k)} dk, \quad (10)$$

где δn_k – Фурье-образ функции флуктуаций, $\phi(k)$ – случайная фаза. В расчете проводилось усреднение по ансамблю случайных фаз, что позволило смоделировать недостаток статистики в эксперименте.

На рис. 2а изображен результат численного восстановления Гауссова спектра флуктуаций. Параметры расчета: $L_a = 40\text{см}$, корреляционная длина $l_c = 2\text{см}$, опорная частота $\omega_a = 6 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$. Черным цветом обозначена вещественная часть восстановленной функции, красным – мнимая. Исходно заданная функция обозначена зеленым цветом. Осцилляции восстановленной функции связаны с разрывами в точках сшивки $\Delta/l_c = \pm 20$ рассчитанной ККФ и экстраполяции и недостатком статистики; мнимая часть после усреднения обнуляется. Ошибка восстановления составляет не более 10%, что позволяет говорить об удовлетворительной точности процедуры.

Пространственная ККФ турбулентности рассчитывается как обратное Фурье-преобразование, примененное к спектру:

$$CCF_{turb}(\Delta/l_c) = \int_{-\infty}^{+\infty} n_k^2 e^{-ik\Delta/l_c} dk. \quad (11)$$

Такая процедура избавляет от осцилляций, которые наблюдаются при восстановлении спектра.

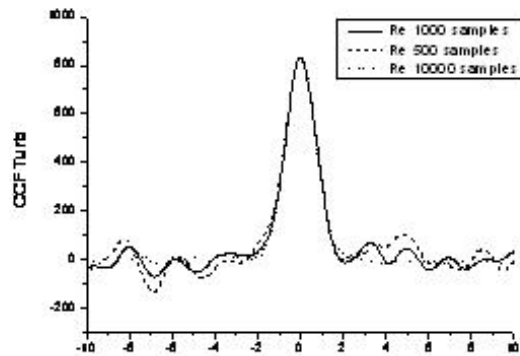


Рис. 3. Восстановление зависимости от усреднения по наборам случайных фаз (Гауссов спектр)

В области $|\Delta/l_c| < 2$ соответствие восстановленной ККФ турбулентности и исходной можно считать хорошим (рис. 2б, 3). Расчет показал, что с увеличением числа наборов случайных фаз, по которым проводится усреднение, наблюдается подавление статистических осцилляций (рис. 3). Такой вывод позволяет не увеличивать в дальнейших расчетах статистику, а заменить ее усреднением, что существенно упрощает расчет и делает возможным применение процедуры для восстановления спектров из реальных экспериментальных данных.

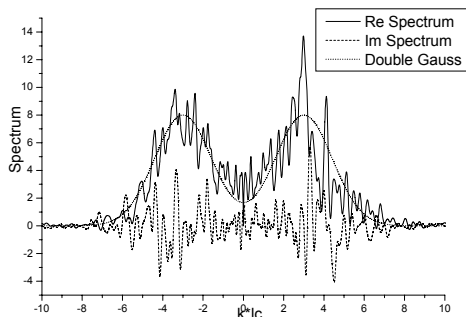


Рис. 4а. Восстановленный спектр

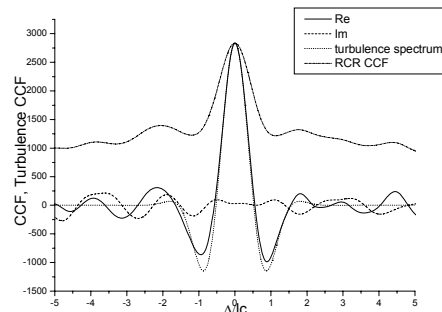


Рис. 4б. ККФ сигнала и турбулентности

Примеры успешного восстановления более сложных мультикомпонентных спектров: комбинация двух Гауссовых спектров (рис. 4а, б) и спектр, полученный в одном из экспериментов на токамаке TORE SUPRA (рис. 5а, б). Для сравнения на рис. 4б показаны ККФ сигнала (синим цветом) и ККФ турбулентности (красным – исходная, черным – восстановленная).

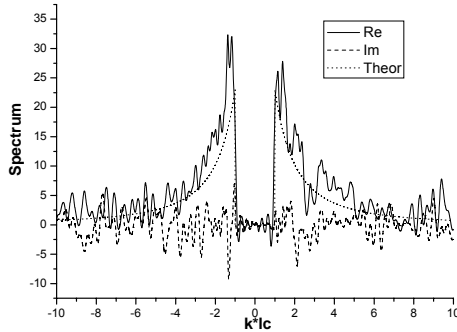


Рис. 5а. Восстановленный спектр

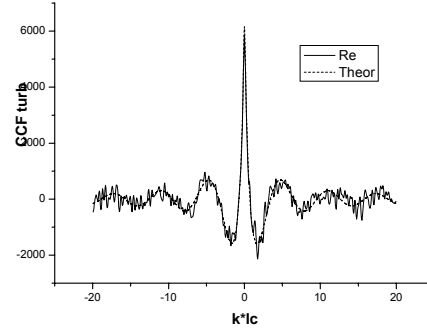


Рис. 5б. ККФ турбулентности

В заключение необходимо подчеркнуть, что продемонстрированная процедура восстановления спектра турбулентности из рефлектометрических измерений выглядит очень многообещающе. Результаты восстановления в одномерном случае позволяют предполагать успех применения метода для расшифровки реальных экспериментальных данных.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-92162-НЦНИ_a, фондом некоммерческих программ «Династия».

Литература

1. N. Bretz, 1992 *Physical Fluids* B4(8) 2414.
2. H. Hutchinson, 1992 *PPCF* 34 1225.
3. G. Leclert, S. Heraux, E.Z. Gusakov, A.Yu. Popov, I. Boucher, L. Vermate, 2006 *PPCF* 48 1389.
4. B.B. Afeyan, A.E. Chou, B.I. Cohen, 1994 *PPCF* 37 315.
5. E.Z. Gusakov, M.A. Tyntarev, 1997 *Fusion Engineering and Design* 34-35 501-505.
6. K. Novik, A. Piliya 1994 *PPCF* 35 357-381.

ФИЗИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА, НАНОСИСТЕМ И МАТЕРИАЛОВ	3
Гавриш Е.О. Формирование анизотропии наноструктуры поверхности тонких пленок на основе аморфного углерода.....	3
Курасов А.Е. Влияние межчастичного взаимодействия на резонансное рассеяние.....	7
Лобанов И.С., Лоторейчик В.Ю. Одномерная задача рассеяния на потенциале с фрактальной структурой.....	10
Матвеев Д.Г. Вариационные оценки спектра для системы трехмерных связанных квантовых волноводов в поперечном электрическом поле.....	16
Соловьев В.С. Модифицированные стеклосферы в акриловой матрице.....	21
Яковлев Ю.А. (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет). Водородная диагностика повреждений трубопроводной системы.....	25
Сачков Д.Ю. Модель многочастотной генерации эрбиевых кристаллов в диапазоне 3 мкм при селективной накачке на нижний лазерный уровень	31
Фадаиян А.Р. (Белорусский государственный университет). О роли предимпульса в процессах образования наночастиц и фракталов на поверхности стекла при абляции металлической мишени сдвоенными лазерными импульсами.....	37
Патапович М.П. (Белорусский государственный университет). Лазерный искровой спектральный анализ потока кластеров Са при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на пористые твердые тела, содержащие соли кальция	43
Ермалицкая К.Ф. (Белорусский государственный университет). Лазерное сверление микроотверстий с помощью сдвоенных импульсов.....	47
Свирина В.В., Сергаева О.Н. Численное моделирование лазерного плавления металлов ультракороткими импульсами	53
Иванов Д.А. (Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск). К задаче рассеяния на плоскости Лобачевского.....	59
Клоков М.В., Кухтевич И.В. Исследование пористых стекол методами высокоразрешающей оптической микроскопии	64
Фомичева Е.Е. (Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена). Электретные свойства полипропилена с дисперсным наполнителем.....	69
Матвеев Д.Ю., Христич Е.Е. (Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена). Электрические свойства плёнок висмута и висмута, легированного теллуrom.....	75
Кузнецов А.Е., Рычков Д.А. (Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена). Электретный эффект в неполярных полимерах с элементсодержащими наноконкомплексами на поверхности	82
Чащина О.С., Мелешкина Н.Ю. (Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена). Электретные свойства вспененного полипропилена.....	88
Старовойтов А.А. Влияние асимметрии взаимодействия с подложкой на наноконпонентный состав слоев полиметиновых красителей.....	92
Ващенко Е.В. Селективный фотоэффект в системе металлических наночастиц.....	98
Кручинин С.Ю. Стационарная фотолюминесценция системы двух квантовых точек с учетом безызлучательного резонансного обмена энергией.....	103
Логунов А.Е. Измерение флуктуаций объема и оптической анизотропии наночастиц в процессе роста островковой металлической пленки.....	109

Асеев В.А., Клементьева А.В. Спектрально-люминесцентные свойства прозрачной наностеклокерамики, активированной ионами эрбия.....	114
Жуков С.Н., Ситдинов В.М. Определение валентного состояния Сг в стекле и стеклокерамике методом поляризованной люминесценции	120
Ситдинов В.М., Жуков С.Н. Поляризованная люминесценция форстеритовой наностеклокерамики, активированной ионами четырехвалентного хрома, при различных температурах.....	126
Зинченко Н.Д., Ника Д.Л. (Молдавский государственный университет). Особенности распределения тепловых потоков в 2D наноструктурах.....	132
Макин Д.Н., Посмитная Я.С., Керпелева С.Ю. Исследование полимерных пленок методом сканирующей зондовой микроскопии	137
Супрун Е.И. (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет). Объемный гетеропереход на основе нанокompозитных тонких пленок $C_{60}CdS$	142
ФОТОНИКА И ОПТОИНФОРМАТИКА	147
Агеев Э.И., Иванова Н.В. Лазерно-индуцированная модификация стеклокерамических материалов	147
Златов А.С., Чёпоров И.О. Влияние обесцвечивания на свойства объемных фазовых голограмм, полученных на основе силикатного фото-термо-рефрактивного стекла.....	153
Сырнева А.С. (Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск). Светофильтры с полным внутренним отражением для терагерцового диапазона.....	157
Сысова Е.В. Непараксиальная динамика пространственного спектра монохроматической двумерной ТЕ-волны в среде с кубичной по полю нелинейностью	162
Новоселов Е.В. Исследование спектров излучения, генерируемого в фемтосекундном оптическом пробое в атмосферном воздухе	167
Капойко Ю.А. Эволюция длительности гауссового импульса из малого числа колебаний в оптическом волноводе с нормальной групповой дисперсией.....	173
Тишкин В.О. Анализ технического состояния 3D-сканера	176
Востриков А.А. Голографический линейный предсказатель: влияние низкочастотной фильтрации на точность предсказания.....	180
Булеев А.А., Медвинский Д.А. Нелинейное взаимодействие сонаправленных фемтосекундных лазерных импульсов в области аномальной групповой дисперсии среды.....	186
Шимберев Б.В., Сергеев А.Н. Импульсный лазер с диодной накачкой, генерирующий в безопасном для глаз диапазоне	192
Сергеев А.Н., Шимберев Б.В. Импульсный неодимовый лазер с диодной накачкой и модуляцией добротности	197
Корешков К.С. Взаимодействие световых волн из малого числа колебаний при их встречном распространении в нелинейной диэлектрической среде	203
Аленевская Е.Н. Отражательные свойства голограммных дифракционных решеток	209
Бекяшева З.С. Линейный предсказатель случайных процессов: влияние ограниченности динамического диапазона регистрирующей среды на характеристики процесса при высокочастотной фильтрации	215

ТЕПЛОФИЗИКА И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ТЕПЛОТЕХНИКА.....	221
Некрасов А.С., Фадеева С.В. Разработка прибора для измерения высокоинтенсивных радиационных потоков	221
Павлова А.Д. Метод исследования теплопроводности многослойных электронных плат	225
Минкин Д.А., Соколов А.Н. Метод исследования теплового потока от поверхности летательного аппарата	228
Петрова Е.В. Измерение теплофизических свойств образцов малой толщины	232
Кизлык Е.Н. Тепловой режим компоновки в БНК электронной аппаратуры	237
Курбатова Н.А., Троценко Д.П. (Сибирская государственная геодезическая академия, Новосибирск). Методика калибровки тепловых излучателей для определения характеристик оптико-электронных приборов	242
Салихов Р.Ф. (Уфимский государственный авиационный университет, филиал в Стерлитамак). Построение «в среднем точного» решения задачи о баротермическом эффекте в нефтяном пласте	247
Косолапова Н.В. (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет). О возможности восстановления спектров микро-турбулентности плотности плазмы методами радиальной корреляционной рефлектометрии.....	254

Сборник трудов конференции молодых ученых, Выпуск 3.
ОПТОИНФОРМАТИКА, НАНОСИСТЕМЫ И ТЕПЛОТЕХНИКА / Главный
редактор д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. - СПб: СПбГУ ИТМО, 2009. -263 с.

СБОРНИК ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИИ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
Выпуск 3

ОПТОИНФОРМАТИКА, НАНОСИСТЕМЫ И ТЕПЛОТЕХНИКА

Главный редактор доктор технических наук,
профессор В.Л. Ткалич Дизайн обложки Т.В.
Точилина Редакционно-издательский отдел СПбГУ
ИТМО Зав. РИО Н.Ф. Гусарова Лицензия ИД №
00408 от 05.11.99. Подписано в печать 31.03.09.
Заказ 2101. Тираж 100 экз.