

Министерство образования и науки Российской Федерации
Амурский государственный университет

**ФИЗИКА: ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ,
ОБРАЗОВАНИЕ**

*XV региональная научная конференция
26 – 30 сентября 2017 г.*

Благовещенск
2017

УДК 53:37

ББК 22.3

Ф50

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Плутенко А.Д., ректор АмГУ, профессор, доктор техн. наук – председатель.

Иванченко С.Н., ректор ТОГУ, профессор, доктор техн. наук

Фомин Д.В., директор НОЦ АмГУ, канд. физ.-мат. наук – ученый секретарь

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Стукова Е.В., зав. кафедрой физики АмГУ, доктор физ.-мат. наук, доцент

Барышников С.В., профессор кафедры физики БГПУ, доктор физ.-мат. наук, профессор

Римлянд В.И., зав. кафедры физики ТОГУ, доктор техн. наук, профессор

Белоконь В.Ю., профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики кафедры физики ДВФУ, доктор физ.-мат. наук, профессор

Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: Материалы XV региональной научной конференции. – Благовещенск: Амурский гос. ун-т, 2017. – 146 с.

В сборнике представлены материалы XV региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование», обобщающие результаты работы преподавателей и аспирантов вузов, сотрудников академических институтов по фундаментальным проблемам физики и физического образования. Материалы сборника предназначены для инженеров, научных сотрудников, докторантов, аспирантов и студентов старших курсов, занимающихся научной работой.

ISBN 978-5-93493-294-8

Секция 1

Теоретическая физика и моделирование

УДК 537.622; 53.083.98

ДИСПЕРСИОННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ УПРУГИХ ВОЛН В ПЛАСТИНЧАТЫХ ОБРАЗЦАХ КРИСТАЛЛОВ РОМБОЭДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

М.Е. Адамова, Е.А. Жуков, А.В. Каминский

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Исследована зависимость фазовых скоростей упругих волн в кристалле гематита от направления распространения волны. Представлены результаты расчетов дисперсионных зависимостей упругих волн в пластине кристалла гематита.

Ключевые слова: ромбоэдрический кристалл, упругие волны, фазовая скорость, групповая скорость, поверхности медленности, волны Лэмба

DISPERSION CURVES FOR ELASTIC WAVES IN PLATES OF RHOMBOHEDRAL CRYSTAL

The paper presents the calculation results of velocities of elastic waves in infinite media and in plate of rhombohedral crystal (hematite). The slowness surfaces and dispersion curves were estimated.

Key words: rhombohedral crystal, elastic waves, phase velocity, group velocity, slowness surface, Lamb waves.

Введение

В анизотропных средах распространение упругих волн имеет ряд характерных отличий. Фазовые и групповые скорости упругих волн в кристаллах зависят от направления их распространения. Также, в отличие от изотропных сред, в кристалле в заданном направлении распространяются три упругих волны, отличающихся своей поляризацией. Т.к. в анизотропных средах направления поляризации волн не являются строго ортогональными (коллинеарными) направлению распространения волн, то их разделяют на квазипродольную (L) и две квазипоперечных волны – быструю (FT) и медленную (ST) [1].

В случае добавления ограничивающих поверхностей или границ раздела сред спектры волн еще более усложняются. При этом характерно влияние параметров ограниченной среды – толщины пластины, коэффициента Пуассона и модуля Юнга [2].

Объемные упругие волны

Наглядно симметрия упругих свойств кристалла представляется с помощью поверхности медленности – зависимостей обратной фазовой скорости от соответствующего направлений распро-

странения. Однако на практике чаще используют сечения таких поверхностей плоскостями различной ориентации, обычно связанными с элементами симметрии кристалла.

Для определения фазовой скорости упругой волны v воспользуемся характеристическим уравнением [3]:

$$|\Lambda_{ik} - \delta_{ik} \rho v^2| = 0, \quad (1)$$

где ρ – плотность кристалла; v – фазовая скорость упругой волны; $\Lambda_{ik} = C_{ijkl} l_i l_j$ – тензор Грина – Кристоффеля; l_i – компоненты единичного вектора, определяющего направление распространения волны; C_{ijkl} – тензор модулей упругости.

Уравнение (1) имеет три линейно независимых решения, которые соответствуют скоростям L , FT и ST . Корни уравнения (1) можно получить в аналитическом виде, как решение задачи о поиске собственных значений [4]. Однако, данные выражения достаточно громоздки и целесообразней решать уравнение (1) с помощью программных средств [5].

Рассмотрим построение поверхностей медленности на примере гематита – кристалла ромбоэдрической симметрии. Значения ненулевых упругих констант взяты из [6]. Найдя решения уравнения (1) как функции $v_\phi(\theta, \phi)$, построим сечения поверхностей медленности $v_\phi(\theta, \phi)^{-1}$ координатными плоскостями (рис. 1).

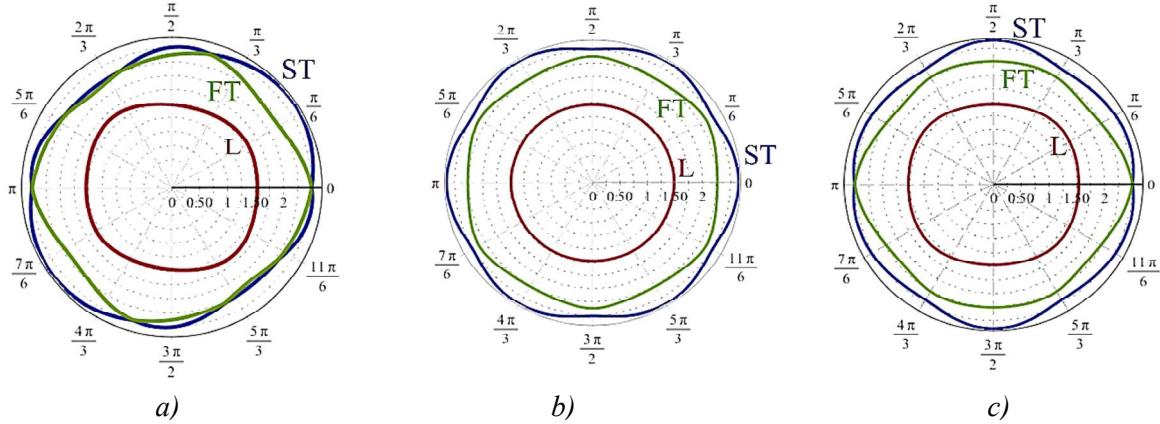


Рис. 1. Сечения поверхностей медленности $v_\phi(\theta, \phi)^{-1}$ (с/км) координатными плоскостями xy (a), xz (b), yz (c).

Упругие волны в пластинчатом образце

Дисперсионное уравнение для упругих волн в пластине (волны Лэмба) для кристалла ромбоэдрической симметрии имеет вид [7]:

$$\frac{th\left(\frac{\kappa_l h}{2}\right)}{th\left(\frac{\kappa_t h}{2}\right)} = \left(\frac{(\kappa_t^2 + k^2)(C_{33}\kappa_l^2 - C_{13}k^2)}{2(C_{33} - C_{13})k^2\kappa_l\kappa_t} \right)^{\pm 1}, \quad (2)$$

где степень правой части (+1) соответствует симметричным волнам, степень (-1) – антисимметричным; ω – угловая частота; k – проекция волнового вектора на ось x ; h – толщина пластины.

Дисперсионные соотношения $\kappa_l(k)$ и $\kappa_t(k)$:

$$\kappa_l^2 = \frac{k^2 C_{11} - \rho \omega^2}{C_{13} + 2C_{44}}; \quad \kappa_t^2 = \frac{k^2 (C_{11} - C_{13} - C_{44}) - \rho \omega^2}{C_{44}}; \quad (3)$$

Графически решение уравнения (2) представляют собой совокупность непрерывных кривых, где каждая кривая изображает соотношение между k и ω для данной нормальной волны. Фазовая v и групповая v_{gp} скорости волн Лэмба определяются из соотношений: $v = \omega/k$ и $v_{gp} = d\omega/dk$.

Численный расчет проводился для симметричных (S) и антисимметричных (A) мод в диапазоне $k = 0 - 10^4 \text{ см}^{-1}$, толщина пластины 9,5 мкм. На рис. 2 представлены результаты численного решения уравнения (2) для пятой симметричной (S_5) и антисимметричной (A_5) моды.

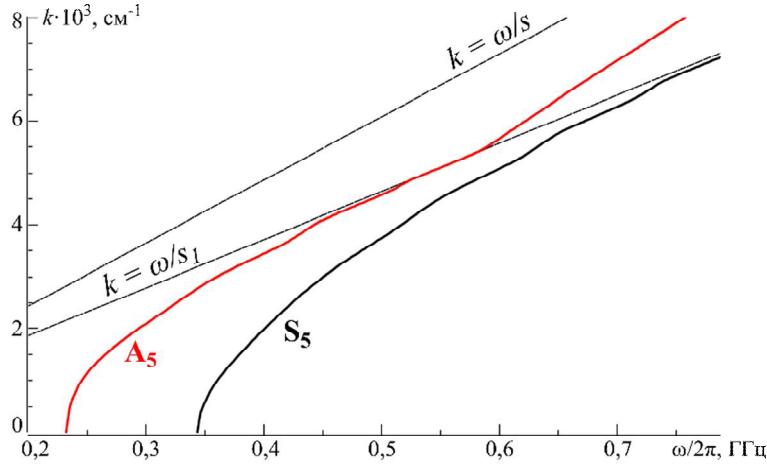


Рис. 2. Зависимость $k(\omega)$ для A_5 и S_5 в пластине гематита.

Из (2) очевидна сильная нелинейность уравнения относительно толщины пластины.

На рис. 3 пунктирующими линиями изображены зависимости фазовой (черные линии) и групповой скоростей (серые линии) от частоты ω при уменьшении толщины пластины относительно первоначальной толщины (сплошные линии). Использовались следующие значения толщины пластины: $h_1 = 9,5 \text{ мкм}$, $h_2 = 8 \text{ мкм}$, $h_3 = 6,5 \text{ мкм}$, $h_4 = 5 \text{ мкм}$.

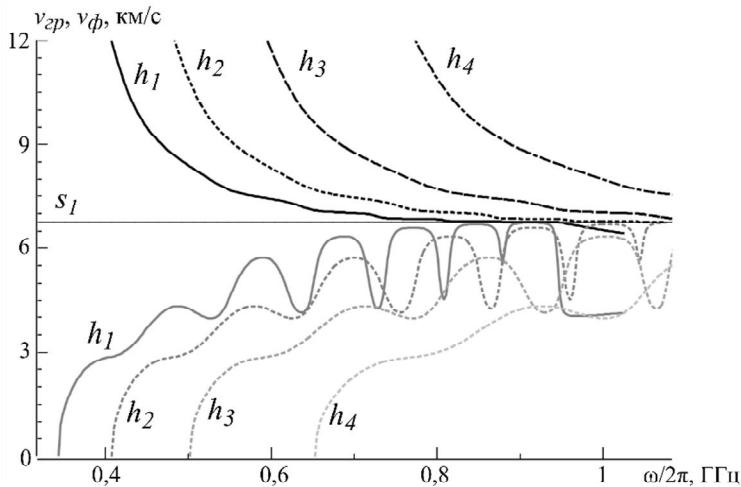


Рис. 3. Кривые фазовой и групповой скорости при разной толщине пластины.

С уменьшением толщины пластины видно смещение дисперсионных кривых фазовой скорости в коротковолновую область. Для зависимостей $v_{zp}(\omega)$ характерно расширение максимумов групповой скорости, их смещение в сторону увеличения частот, которые соответствуют этим максимумам.

Отметим, что групповая скорость наиболее близка к фазовой в районе скорости $s_1 = C_{11}/\rho$, а на больших частотах кривые групповой и фазовой скоростей асимптотически стремятся к прямой, соответствующей скорости $s = (C_{11} - C_{12} - C_{44})/\rho$. При выполнении условия отсутствия дисперсии, т.е. при $v_{zp} \approx v$, становится возможна генерация волн Лэмба внешним источником.

1. Лянов, В.Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. – М.: Изд-во МГУ, 1983. – 224 с.

2. Ryden, N. et al. Lamb wave analysis for non-destructive testing of concrete plate structures //Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems 2003. – Society of Exploration Geophysicists, 2003. – С. 782-793.
3. Christoffel, E.B. Ueber die Fortpflanzung von Stössen durch elastische feste Körper //Ann. di matematica pura ed applicata (2). 1877. V. 8. P. 193-243.
4. Казанцев С.Г., Овчаренко Т.Н. Расчетное и экспериментальное исследование анизотропии упругих свойств пьезоэлектрических монокристаллов группы лангасита // Вопросы электромеханики. 2011. Т. 123. С. 51-59.
5. Браже Р. А., Кочаев А. И. Метод поиска чистых мод упругих волн в кристаллах из 3D-поверхностей фазовых скоростей // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. 2011. № 1 (17). С. 116-125.
6. Turitsyn S., Faikovich G. Stability of magnetoelastic solitons and self-focusing of sound in antiferromagnets // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1985. V. 89. P. 258-270.
7. Адамова М.Е., Жуков Е.А., Каминский А.В. Взаимодействие упругих колебаний с доменными границами в борате железа // Материалы XIV региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование». Хабаровск, 22–24 сентября 2016 г. – Хабаровск: Изд-во ТОГУ. – С. 142-146.

ВОЗМОЖНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КРИСТАЛЛА, ОБЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ

Д.В. Бадяй, И.Б. Копылова

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

В данной статье приведены данные по созданию модели переполяризации кристалла триглицинсульфата (TGS) после воздействия на него электронами 30-40 кэВ. За основу взята модель Джайлса – Атертона как наиболее подходящая для описания процесса переполяризации сегнетоэлектрических кристаллов.

Ключевые слова: *сегнетоэлектрики, сегнетокерамика, поляризация, переполяризация, триглицинсульфат, домен.*

POSSIBILITIES OF SIMULATION OF PEREPOLARIZATION OF A SEGNETOELECTRIC CRYSTAL IRRADIATED BY ELECTRONS

In this paper, we present data on the creation of a model for the repolarization of a triglycine sulfate crystal (TGS) after exposure to it by 30-40 keV electrons. The model is based on the Gill-Atherton model as the most suitable for describing the process of polarization reversal of ferroelectric crystals.

Key words: *segnetoelectrics, segnetokeramics, polarization, perepolarization, triglycinsulfate, domain.*

Введение

Процесс переполяризации сегнетоэлектрического кристалла в синусоидальных электрических полях достаточно хорошо изучен и описан. Однако изучение переполяризации кристалла, который был подвержен каким-либо воздействиям, в частности облучению высокоэнергетическими электронами, затруднено в связи со сложностью проведения эксперимента. Поэтому задача моделирования таких процессов является актуальной.

Описание модели

Основной подход к моделированию заключается в математическом описании одномерной модели. Одномерные модели описывают функциональную зависимость отдельных компонентов сопряжённых тензорных параметров системы. В экспериментах такие зависимости обычно имеют вид графиков для возрастающих, убывающих и циклических нагрузок. Как правило подобные графики сложны и представляют собой зависимость вектора поляризации от напряжённости электрического поля (сегнетоэлектрический гистерезис $\mathbf{P}(\mathbf{E})$). Математические модели создаются для аналитического описания таких зависимостей.

Анализ существующих моделей показал, что наиболее приемлемой является модель Джила-Атертона, которая представляет собой одномерную модель для математического описания зависимости вектора намагниченности от магнитного поля (магнитный гистерезис $\mathbf{J}(\mathbf{H})$). Зависимость $\mathbf{J}(\mathbf{H})$ представляется в виде обыкновенного дифференциального уравнения (ОДУ):

$$\frac{dJ}{dH} = \frac{1}{1+c} \cdot \frac{J_{an} - J}{\delta k - \alpha(J_{an} - J)} + \frac{c}{1+c} \cdot \frac{dJ_{an}}{dH}, \quad (1)$$

где J_{an} – ангистерическая намагниченность; δ – направление изменений намагничивающего поля H ; c , k , α – параметры модели, имеющие определённый физический смысл, связанные с параметрами материала.

Её главным преимуществом является то, что эта модель позволяет установить связь с физическими параметрами магнитного материала. Однако данную модель можно использовать и для описания зависимости $\mathbf{P}(\mathbf{E})$.

Для этого нужно:

1. Заменить все магнитные составляющие (\mathbf{H}) на электрические (\mathbf{E}).
2. Ограничить область допустимых значений:

$$\Omega = \{-P_{max} \leq P \leq P_{max}, -E_{max} \leq E \leq E_{max}\}. \quad (2)$$

3. Ввести дополнительный коэффициент:

$$\tilde{\delta} = \begin{cases} 1 & при \{dE > 0 \cup P_0 > P_{max}\} \\ 0 & в любом другом случае \end{cases}. \quad (3)$$

4. Заменить составляющие намагниченности (\mathbf{J}) на поляризационные (\mathbf{P}).
5. Ввести дополнительное максимальное значение поляризации (P_{max}):

$$P_{max} = P_s \left[cth \left(\frac{E + \alpha P_0}{n} \right) - \frac{n}{E + \alpha P_0} \right], \quad (4)$$

где P_s – остаточная поляризация; α – поляризуемость материала; P_0 – не имеет физического, но играет роль начального параметра итерационного процесса вычисления [1].

В итоге получим такое же ОДУ как (1), только для $\mathbf{P}(\mathbf{E})$:

$$\frac{dP}{dE} = c \frac{dP_{max}}{dE} + \tilde{\delta} \cdot \frac{P_{max} - P_0}{\delta m - \left[\frac{\alpha}{1-c} \right] (P_{max} - P_0)}, \quad (5)$$

где c – параметр модели, отвечающий за симметричность петли $P(E)$; m – параметр, отвечающий за энергию необходимую для разрушения поляризации в сегнетоэлектрическом материале.

Данное уравнение позволяет численно находить полную поляризацию образца при воздействии электрического поля \mathbf{E} . Начальные значения поляризации и электрического поля выбираются из области их допустимых значений (2).

Данное уравнение (5) хорошо применимо для чистых кристаллов [2].

Особенностью облученных кристаллов является несимметричность зависимости $\mathbf{P}(\mathbf{E})$. Связано это прежде всего с наличием облученного слоя, имеющего отличные от основного объёма кри-

сталла свойства. Для энергий 30-40 кэВ толщина облученного слоя составляет 1.6 мкм (при толщине кристалла 1.21 мм). В связи с этим вводится корректировочный параметр $c = E_1/E_2$ отвечающего за симметричность зависимости $\mathbf{P}(E)$. Изменения данного параметра даст возможность оценить толщину облучённого слоя для других энергий электронов. Значение E_1 и E_2 можно определить из экспериментальных данных зависимости $\mathbf{P}(E)$.

Заключение

Основываясь на модели Джилла – Атертона, была разработана модель зависимости поляризации сегнетоэлектрика от напряженности электрического поля $\mathbf{P}(E)$ (сегнетоэлектрического гистерезиса) для описания процесса переполяризации кристалла ТГС после воздействия на него высокоэнергетическими электронами.

Коррекция в определении параметров модели по экспериментальным значениям дает возможность прогнозировать результаты облучения для других энергий электронов. В результате облучения возникает униполярная структура, которая сохраняется длительное время, поэтому выбор режимов облучения является необходимым условием создания образцов с наиболее устойчивыми параметрами.

Использование программно-аппаратного комплекса увеличивает возможности для воссоздания свойств и исследования поведения сегнетоэлектрических материалов после различного воздействия на них.

При промышленном производстве это необходимо знать с целью усиления желаемого результата и подавления паразитных свойств.

1. Балашов, Е.Г., Скалиух, А.С. Моделирование петель гистерезиса и оптимальный выбор параметров // Математические модели физических процессов. Сб. научн. тр. 14-й Межд. конф. – Таганрог: Изд-во ТГПИ, 2008. – С. 114-117.

2. Белоконь, А.В., Скалиух, А.С. Математическое моделирование необратимых процессов поляризации. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 328 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАГРЕВА И ПЛАВЛЕНИЯ 100 НМ АМОРФНОЙ ТОНКОЙ ПЛЕНКИ Ba И Si НА Si(111) ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Л. Дубов, Д.В. Фомин

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

С помощью метода конечных разностей со сглаженными коэффициентами исследован процесс нагрева и плавления 100 нм аморфной пленки из бария и кремния на кремниевой подложке при воздействии 20 наносекундным лазерным излучением с длиной волны 248 нм. Показано, что при плотностях энергии 0,5-0,7 Дж/см² расплавления по все толщине пленки не происходит, однако дальнейшее увеличение нецелесообразно из-за значительного испарения атомов бария с поверхности.

Ключевые слова: тонкие пленки, барий, кремний, плавление, лазерное излучение.

NUMERICAL SIMULATION OF THE HEATING AND MELTING PROCESS OF 100 NM AMORPHOUS Ba AND Si THIN FILMS ON Si (111) UNDER THE NANOSECOND LASER RADIATION INFLUENCE

We researched process of heating and melting 100 nm of an amorphous film of barium and silicon on a silicon substrate under the influence of 20 nanosecond laser radiation with a wavelength of 248 nm, using the method of finite differences with smoothed coefficients. There is not melting along the entire thickness of the film with energy densities of 0.5-0.7 J/cm², but further increase is impractical due to the considerable evaporation of barium atoms from the surface.

Key words: thin films, barium, silicon, melting, laser radiation.

Работа выполнена при поддержке внутреннего гранта ФГБОУ ВО «Амурский государственный университет» на 2017-2018 гг.

Исследование процессов формирования новых материалов для фотоэлектрических преобразователей с коэффициентом полезного действия, сравнимым с КПД арсенидо-галиевых ФЭП, но с более низкой стоимостью производства, является актуальной задачей современной физики поверхности. Одним из возможных материалов, для получения новых ФЭП, являются тонкие пленки дисилицида бария на кремнии[1, 2]. В настоящее время сформированные из данного материала ФЭП, имеют КПД порядка 9,9% [3]. Существуют определенные трудности в процессе формирования данной наноразмерной структуры, не позволяющие сегодня достичь более высоких показателей КПД. Связаны они в первую очередь с большой химической активностью бария, что в длительных экспериментах по формированию BaSi₂ приводит к соединению бария с различными посторонними примесями. По мнению авторов, количество примесей во время формирования тонких пленок дисили-

цида бария уменьшится при воздействии 20 наносекундным лазерным излучением с длиной волны 248 нм на аморфные тонкие пленки Ba и Si на кремниевой подложке [4].

Целью данной работы является численная оценка необходимых плотностей энергии лазерного излучения для кристаллизации аморфных пленок бария и кремния на кремниевой кристаллической подложке для последующей экспериментальной проверки. Для достижения данной цели нами был выбран метод неявной конечно-разностной схемы со сглаженными коэффициентами [5].

Согласно полученным результатам приповерхностные слои 100 нм аморфной пленки бария и кремния при плотностях энергии 5000-7000 $\text{Дж}/\text{м}^2$ плавятся (рис 1а), однако расплавление по всей глубине не происходит (рис 1б).

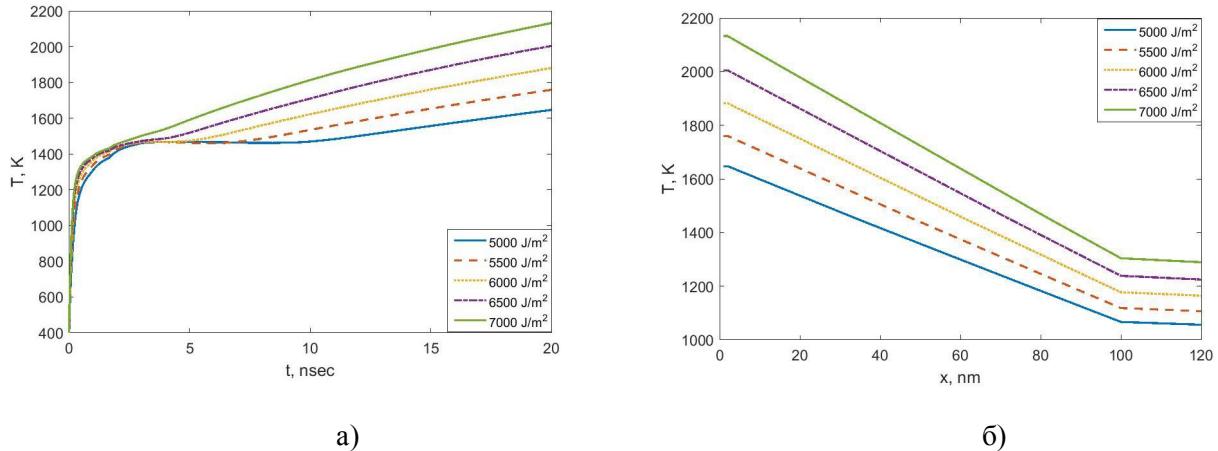


Рис. 1. Зависимость температуры при различных энергиях лазера: а) на поверхности пленки от времени; б) по глубине в момент времени 20 нс.

Дальнейшее увеличение нецелесообразно из-за значительной температуры поверхности пленки, превышающей температуру кипения бария. Анализ испарения атомов бария и кремния показал, что в приповерхностных слоях происходит обогащение пленки атомами кремния, так как поток атомов бария на несколько порядков превосходит поток атомов кремния (рис 2).

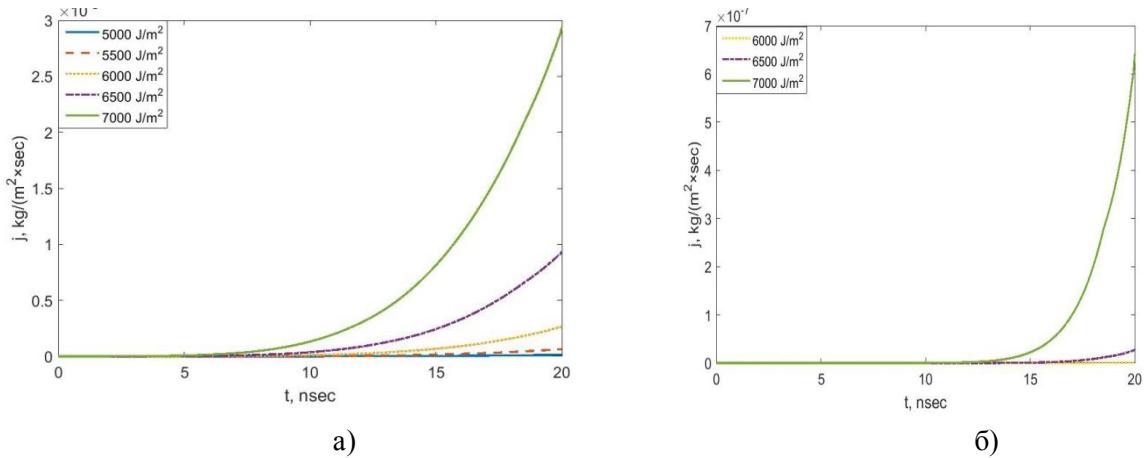


Рис. 2. Зависимость потоков атомов Si (а) и Ba (б) с поверхности в зависимости от времени.

С одной стороны, данный процесс приводит к формированию более устойчивой к внешним воздействиям пленки, с другой стороны при энергиях выше рассматриваемых в данной работе может привести к отсутствию дисилицида бария в приповерхностных слоях, что скажется на свойства ФЭП, впоследствии созданного на основе данной структуры.

Однако тонкие пленки различных материалов кристаллизуются при температурах ниже, чем температуры плавления [4], поэтому определенный в данной работе диапазон плотностей энергии лазерного излучения нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке с последующим созда-

нием на их основе фотоэлектрических преобразователей с коэффициентами полезного действия возможно сравнимых с КПД арсенидо-галиевых ФЭП.

-
1. Ivanenko, L.I., Shaposhnikov, V.L., Filonov, A.B., Krivosheeva, A.V., Borisenko, V.E., Migas, D.B., Miglio, L., Behr, G., Schumann, J. Electronic properties of semiconducting silicides: fundamentals and recent predictions // *Thin Solid Films*. 2004. V. 461. P. 141 – 147.
 2. Дубов, В.Л., Фомин, Д.В. BaSi₂ – перспективный материал для фотоэлектрических преобразователей // Успехи прикладной физики. – 2016. – Т. 4. № 6. – С. 599-605.
 3. Suguru,Yachi, Ryota,Takabe, Kaoru, Toko, Takashi, Suemasu. Effect of p-BaSi2 layer thickness on the solar cell performance of p-BaSi2/n-Si heterojunction solar cells // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2017. – V. 56. – 05DB03.
 4. Im, James S., Kim, H.J., Thompson, Michael O. Phase transformation mechanisms involved in excimer laser crystallization of amorphous silicon films // *Appt. Phys. Lett.* – 1993. – V. 63, № 14. – P. 1969-1971.
 5. Самарский, А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИСТОЧНИКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРИБЛИЖЕННОГО К УСЛОВИЯМ ОКОЛОЗЕМНОЙ ОРБИТЫ

А.Н. Житенев

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

В работе проведен анализ среды GEANT4 (GEometry ANd Traking) моделирования взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Проведено моделирование протяженного источника излучения. Проведено моделирование источника частиц с регулируемым распределением по составу.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, взаимодействие, энергия частиц, генератор случайных чисел, метод Монте-Карло.

MODELING OF THE SOURCE OF IONIZING RADIATION APPROXIMATE TO THE CONDITIONS OF NEAR-EARTH ORBIT

The analysis of the environment GEANT4 (GEometry ANd Traking) for modeling the interaction of ionizing radiation with matter is carried out in the work. Simulation of an extended radiation source was carried out. A source of particles with a controlled distribution by composition was simulated.

Key words: computer simulation, interaction, particle energy, random number generator, Monte Carlo method.

Космические аппараты подвержены воздействию спектра ионизирующего излучения (различные значения энергий и типов частиц). Поэтому важно знать, как космическое излучение будет взаимодействовать с материалами аппаратов. Проведение испытаний непосредственно на орбите адекватно описывает изменение свойств материалов, но сопряжено с серьезными материальными и временными затратами. Имитация факторов космического пространства в земных условиях позволяет сократить затраты, но существующие установки не способны одновременно воспроизвести полный спектр космического излучения.

Для моделирования взаимодействия ионизирующего излучения с веществом существует ряд готовых программных пакетов. Рассмотрим два из них: SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) и CASINO (monte Carlo SImulation of electroN trajectory in sOlids). SRIM предназначен для моделирования прохождения ионов через вещество. Таким образом, можно моделировать взаимодействие с протонами, беря в качестве ионов водород. CASINO предназначена для моделирования прохождения электронов. Данные пакеты не позволяют моделировать протяженные источники, частицы на протяжении одной сессии не меняют энергию и моделирование осуществляется только для одного типа частиц. Данные недостатки можно исправить применяя такой инструмент, как библиотека GEANT4.

GEANT4 (сокращенно g4, произносится «джант») — это система библиотек для компьютерного моделирования процессов прохождения элементарных частиц через вещество, на основе совокупности подходов, вместе называемых «метод Монте-Карло». GEANT — самая популярный инструмент такого типа. Он разрабатывается международной коллегией с центром в CERN.

Открытость кода в позволяет исследователям создавать свои дополнения, необходимые, но отсутствующие в текущей версии. В свою очередь наиболее полезные и эффективные дополнения, созданные исследователями по всему миру, включаются в состав библиотек, что обуславливает динамичный темп развития инструмента GEANT4.

На данный момент ведется разработка программного комплекса, основанного на GEANT4, моделирующего приближенный к реальному источник ионизирующего излучения. Основным недостатком большинства инструментов моделирования является тот факт, что в них используются точечные источники моноэнергетических частиц. В разрабатываемом комплексе данная проблема будет устранена в три этапа. В разрабатываемом комплексе данная проблема будет устранена в три этапа. В первом этапе будет реализован протяженный источник частиц. На втором этапе планируются случайные изменения типа частицы в соответствии со спектром реального космического излучения моделируемого. Третий этап заключается в применении случайной энергии частиц источника.

На данный момент завершена разработка протяженного источника с заданным распределением частиц по составу. На рис. 1 представлена блок-схема работы программы.

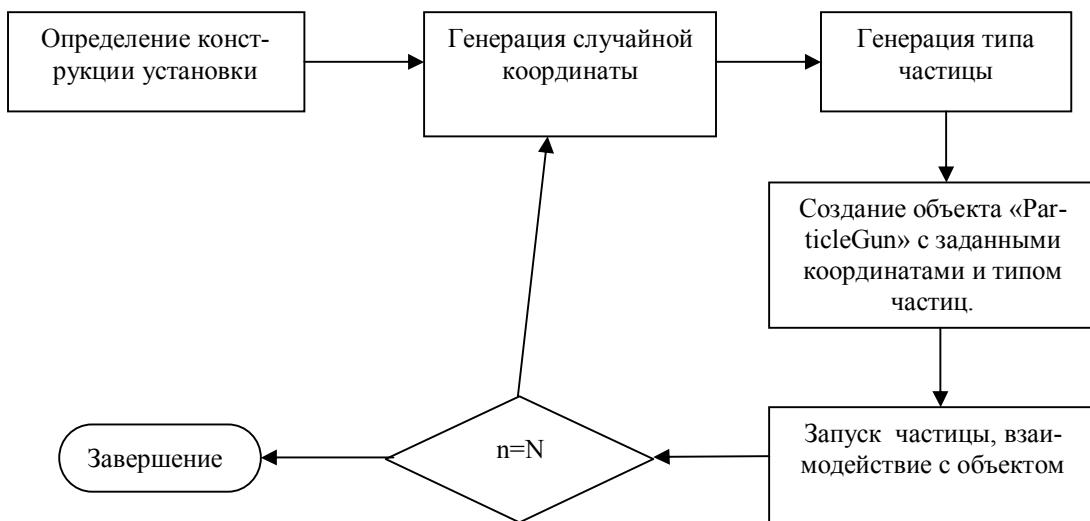


Рис. 1. Блок-схема работы программы.

Для генерации случайных чисел был использован инструмент HEPRandom из библиотеки CLHEP (Class Library for High Energy Physics). Из-за особенностей энергетических спектров частиц в составе космических лучей моделирование источника с распределением энергий затруднено и на данный момент не завершено.

В работе проведен анализ нескольких существующих инструментов моделирования, распространяемых свободно, на основе пакета GEANT4 создан пакет, воспроизводящий протяженный источник излучения с распределением частиц по типам.

-
1. Tang, S.-C., Smith D.M. Geant4 Simulations of Gamma-Ray Emission from Accelerated Particles in Solar Flares // The Astrophysical Journal. – 2010. – V. 721. – P. 1174-1183.
 2. Masanobu Ozaki / Masanobu Ozaki et al. // Proceedings Volume 7732, Space Telescopes and Instrumentation 2010: Ultraviolet to Gamma Ray. 2010. 773239. DOI: 10.1117/12.856126
 3. Agostinelli S. Geant4 – a simulation toolkit / S. Agostinelli et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2003. V. 506. P. 250-303.
 4. Apostolakis J. Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications. / J. Apostolakis et al. // Rad. Phys. Chem. 2009, № 78 P. 859-873
 5. Gavrila M. Relativistic K-Shell Photoeffect // Phys.Rev. 1959. V. 113. P. 514-526.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СОСТОЯНИЯ КРАМЕРСА – ХЕННЕБЕРГЕРА ДЛЯ АТОМА ВОДОРОДА В ПОЛЕ ЛАЗЕРА

А.С. Зайцев, С.А. Зайцев, Д.С. Зайцева, М.С. Алёшин

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Изучается связанное состояние атомарного водорода в присутствии лазерного поля в рамках эрмитовой теории Флоке для решения нестационарного уравнения Шредингера. В частности, мы исследовали, устойчив ли атом к распаду многофотонной ионизацией при параметрах поля, типичных для экспериментов (e , $2e$). При диагонализации гамильтониана в базисе в квадратично интегрируемых функций Лагерра мы обнаружили, что рассматриваемый собственный вектор сходится по мере увеличения числа фотонов, участвующих в расчетах. Сделан вывод, что рассматриваемое собственное состояние может быть использовано в качестве начального при теоретическом описании экспериментов (e , $2e$).

Ключевые слова: многофотонная ионизация, подход Флоке, состояние Крамерса – Хеннебергера, Гамильтониан, многочлены Лагерра.

REPRESENTATION OF THE KRAMERS-HENNEBERGER STATE FOR THE HYDROGEN ATOM IN THE LASER FIELD

We study a bound state of atomic hydrogen in the presence of a laser field employing the Hermitian Floquet theory to solve the time-dependent Schrödinger equation. Specifically, we examine whether the atom is stable against decay by multiphoton ionization for field parameters typical of (e , $2e$) experiments. We have diagonalized the Hamiltonian in square integrable Laguerre basis functions and found that the eigenvector under consideration converges as the number of photons involved in calculations increases. We can conclude from this result that the considered eigenstate can be used as an initial state in the theoretical treatment of (e , $2e$) experiments.

Key words: Multiphoton ionization, Floquet approach, Kramers-Henneberger state, Hamiltonian, Laguerre polynomials.

Введение

Мы изучаем состояние атома водорода, помещенного в поле лазера высокой частоты и интенсивности, в контексте непертурбативного подхода, основанного на эрмитовой теории Флоке (см., например, [1]) с использованием калибровки Крамерса-Хеннебергера (КХ). Как известно, теория [2-3] предсказывает существование состояния атома, стабильного по отношению к многофотонной ионизации, при определенном сочетании интенсивности и частоты внешнего электромагнитного поля. Нас интересовало поведение атома водорода в случае типичных значений параметров лазерного излучения, в присутствии которого предполагается проведение экспериментов по ударной ионизации. В работе используются атомные единицы.

Атомная система, помещенная в поле лазера, задаваемое векторным потенциалом

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \cos(\omega t), \quad (1)$$

в калибровке КХ описывается зависящим от времени уравнением Шредингера [1]:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \Psi^A(r, t) = \left(-\frac{1}{2\mu} \Delta + V[r + \mathbf{a}(t)] \right) \Psi^A(r, t), \quad (2)$$

$$V[r + \mathbf{a}(t)] = \frac{Z}{|r + \mathbf{a}(t)|}, \quad (3)$$

$$\mathbf{a}(t) = -c^{-1} \int_0^t \mathbf{A}(t') dt' = \mathbf{a}_0 \sin(\omega t), \quad \mathbf{a}_0 = -\mathbf{A}_0 / \omega c. \quad (4)$$

Для частоты лазера ω и энергии E атома мы представляем решение (2) в виде разложения

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = e^{-iEt} \sum_{n=-\chi}^{\chi} e^{-in\omega t} F_n(E, \mathbf{r}), \quad (5)$$

компоненты Флоке F_n которого удовлетворяют следующему стационарному матричному уравнению:

$$[\underline{H} + \underline{V} - EI] \underline{F} = \underline{0}. \quad (6)$$

Здесь \underline{H} – это диагональная матрица

$$\underline{H} = \begin{pmatrix} H_{-\chi} & & & & & \\ & \ddots & & & & \\ & & H_{-1} & & & \\ & & & H_0 & & \\ & & & & H_1 & \\ & & & & & \ddots \\ & & & & & & H_\chi \end{pmatrix}, \quad (7)$$

с элементами $H_n = H_C - n\omega$, где $H_C = -\frac{1}{2\mu} \Delta + \frac{Z}{r}$. \underline{V} – эрмитова матрица, \underline{F} – вектор размерности $(2\chi+1)$:

$$\underline{V} = \begin{pmatrix} \tilde{V}_0 & V_{-1} & V_{-2} & \dots & V_{-\chi} & & 0 \\ V_1 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \\ V_2 & \ddots & \tilde{V}_0 & V_{-1} & V_{-2} & \ddots & V_{-\chi} \\ \vdots & \ddots & V_1 & \tilde{V}_0 & V_{-1} & \ddots & \vdots \\ V_\chi & \ddots & V_2 & V_1 & \tilde{V}_0 & \ddots & V_{-2} \\ \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & V_{-1} \\ 0 & V_\chi & \dots & V_2 & V_1 & \tilde{V}_0 \end{pmatrix}, \quad \underline{F} = \begin{pmatrix} F_{-\chi} \\ \vdots \\ F_{-1} \\ F_0 \\ F_1 \\ \vdots \\ F_\chi \end{pmatrix}. \quad (8)$$

n -поддиагональ матрицы V содержит Фурье-компоненты потенциала

$$V_n(\mathbf{a}_0, \mathbf{r}) = (T)^{-1} \int_0^T \exp(in\omega t), \quad V[\mathbf{r} + \mathbf{a}(t)] dt, \quad (9)$$

который асимптотически затухает как $1/r^{n+1}$. Здесь $\tilde{V}_0 = V_0(\mathbf{a}_0, \mathbf{r}) - \frac{Z}{r}$.

Мы проверяем применимость эрмитовой теории Флоке, т.е. полагаем квазиэнергию E вещественной и исследуем существование решения уравнения (6) для $E < 0$.

Результаты и обсуждение

Мы ищем решение (6) в виде конечного разложения

$$F_n = \sum_{m=-M}^M \sum_{n_1, n_2=0}^{N-1} C_{n_1, n_2, m}^n |n_1, n_2, m\rangle \quad (10)$$

по лагерровским базисным функциям

$$|n_1, n_2, m\rangle \equiv \frac{e^{im\phi}}{\sqrt{2\pi}} \varphi_{n_1}^{|m|}(\xi) \varphi_{n_2}^{|m|}(\eta) \quad (11)$$

параболических координат: $x = \sqrt{\xi\eta} \cos\phi$, $y = \sqrt{\xi\eta} \sin\phi$, $z = \frac{1}{2}(\xi - \eta)$. Квадратично интегрируемые функции φ_n^κ выражаются через полиномы Лагерра L_n^κ [4]

$$\varphi_n^\kappa(x) = \sqrt{\frac{2b\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+1+\kappa)}} (2bx)^{\kappa/2} e^{-bx} L_n^\kappa(2bx), \quad (12)$$

где b – масштабный параметр базиса. Таким образом, исходная проблема сводится к обобщенной задачи на собственные значения

$$[\mathbf{H} - \mathbf{V}] \mathbf{C} = E \mathbf{B} \mathbf{C}. \quad (13)$$

Здесь \mathbf{H} и \mathbf{V} – матрицы, полученные из (7) и (8) путем замены каждого из элементов на матрицы размерности $\tilde{N} = (2M+1) \times N^2$ (равной числу базисных функций (11), содержащихся в разложении (10)); \mathbf{B} – аналогичная блочно-диагональная матрица интегралов перекрывания $\langle n'_1, n'_2, m' | n_1, n_2, m \rangle$.

Мы зафиксировали значения параметров излучения: $a_0 = 5$ и $\omega = 0.05$, предполагаемые в эксперименте, и выбрали масштабный параметр $b = 0.6$ базиса (12). Для вычисления состояния КХ, которое соответствует нулевому количеству фотонов $\chi = 0$ в (5), мы положили $M = 5$ и $N = 6$ в разложении (10). Для нижайшего собственного значения мы получили $E_0 = -0.201504$, что согласуется с энергией КХ состояния $E_{KH} = -0.20196$ [2]. Далее мы последовательно увеличивали число фотонов χ , используемых в вычислениях, до 5. На каждом шаге мы выбирали в качестве искомого состояния собственный вектор \mathbf{C} , компоненты которого для $n = 0$ оказывались «близкими» к соответствующим компонентам КХ состояния. Поведение собственных значений E_χ и наиболее существенных компонент $C_{n_1, n_2, m}^0$ собственных векторов, отвечающих искомому состоянию, с ростом числа фотонов χ приводится в таблице.

Из результатов, приведенных в таблице, можно заключить, что собственный вектор, который ассоциируется с основным состоянием атома водорода, стабилизируется с ростом числа фотонов. Таким образом, предлагаемое обобщение состояния КХ может быть использовано в качестве начального в реакции ударной ионизации в присутствии поля лазера.

Собственные энергии E_χ и компоненты $C_{n_1, n_2, m}^0$ собственных векторов, отвечающие искомому связенному состоянию атома водорода в поле лазера, в зависимости от числа фотонов χ .

χ	0	1	2	3	4	5
E_χ	-0.201504	-0.320362	-0.328402	-0.380101	-0.40491	-0.420303
n_1, n_2, m	$C_{n_1, n_2, m}^0$					
0, 0, 0	5.52841E-01 -1.53542E-05·i	-2.74015E-01 -1.75323E-15·i	-4.19540E-01 -3.04823E-03·i	-3.72836E-01 -1.14364E-15·i	-3.87210E-01 +1.11403E-05·i	-3.77300E-01 +1.00803E-16·i
0, 1, 0	3.56448E-01 +9.89968E-06·i	2.05147E-01 +1.31371E-15·i	2.06595E-01 +1.50104E-03·i	2.08634E-01 +6.46684E-16·i	1.99648E-01 -5.74399E-06·i	1.94632E-01 -2.58343E-17·i
1, 1, 0	-2.35261E-01 -6.53394E-06·i	-2.10378E-01 -1.34617E-15·i	-1.21868E-01 -8.85450E-04·i	-1.68484E-01 -5.23475E-16·i	-1.65052E-01 +4.74864E-06·i	-1.64843E-01 +4.00747E-17·i

-
1. Joachain, C.J., Kylstra, N.J., Potvliege, R.M. Atoms in the intense laser fields. – Cambridge: Cambridge University Press, 2012. –568 p.
 2. Pont, M., Walet, N.R., Gavrila M. Radiative distortion of the hydrogen atom in superintense, high-frequency fields of linear polarization // Phys. Rev. A. – 1990. – V. 41. – P. 477-494.
 3. Morales, F., Richter, M., Patchkovskii, S., Smirnova, O. Imaging the Kramers–Henneberger atom // PNAS. – 2011. – V. 108 (41). – P. 16906-16911.
 4. Абрамович, М., Стиган, И. Справочник по специальным функциям. – М.: Наука, 1979. – 832 с.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ФАЗ РАССЕЯНИЯ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ В ПОДХОДЕ SS-HORSE

А.И. Мазур¹, А.М. Широков², И.А. Мазур¹, Д.П. Вэри³

¹Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

²Московский государственный университет (г. Москва)

³Университет штата Айова (г. Эймс, США)

*Рассмотрены разные варианты параметризации фаз рассеяния в низкоэнергетической области в подходе *ab initio* SS-HORSE (Single-State Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations). В рамках SS-HORSE на основе расчётов в модели оболочек без инертного кора с использованием реалистического NN-взаимодействия JISP16 исследуется резонансное и нерезонансное рассеяние нуклонов на α -частице.*

Ключевые слова: резонансы; рассеяние; подход SS-HORSE; модель оболочек без инертного кора.

LOW ENERGY PHASE-SHIFT PARAMETRIZATION IN SS-HORSE APPROACH

*Various variants of the low-energy phase shift parametrization scattering in *ab initio* approach SS-HORSE (Single-State Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations) are considered. The resonance and nonresonance scattering of nucleons by an α -particle is studied in the framework of SS-HORSE approach with using the results of calculations in No Core Shell Model with realistic NN interaction JISP16.*

Key words: Resonances; Scattering; SS-HORSE approach; No-Core Shell Model.

В последние годы активно развиваются микроскопические методы описания состояний непрерывного спектра, ширин резонансных состояний в ядрах и ядерных реакций. Эффективным подходом зарекомендовал себя недавно разработанный нами подход SS-HORSE [1,2], который позволяет расширить область применения микроскопической модели NCSM (*No Core Shell Model*) [3] на задачи непрерывного спектра, в том числе – на исследование резонансных состояний.

Метод SS-HORSE основан на анализе зависимости энергии рассчитанного уровня в ядре от параметра $\hbar\Omega$ осцилляторного базиса NCSM. В основе метода лежат простые соотношения J -матричного формализма квантовой теории рассеяния с осцилляторным базисом (HORSE, *Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations*) [4]. Достоинством HORSE является то, что в отличие от вариационных подходов осцилляторный базис не обрезается, т.е. используется полный бесконечный набор осцилляторных функций. Единственным приближением HORSE является аппроксимация исходного взаимодействия конечной матрицей потенциала в осцилляторном пространстве. Оператор кинетической энергии в осцилляторном базисе представлен трехдиагональной бесконечной матрицей. Задача в такой постановке имеет точное решение, если известны результаты диагонализации об-

резанной матрицы гамильтониана \mathbf{H}^N , полностью учитывающей потенциальную энергию в этом приближении. Формулы HORSE существенно упрощаются, если энергия относительного движения \mathbf{E} совпадает с одним из собственных значений \mathbf{E}_v гамильтониана \mathbf{H}^N . Значения \mathbf{E}_v зависят от размера матрицы потенциала N и осцилляторного параметра $\hbar\Omega$. Варьируя $\hbar\Omega$ и N , можно рассчитать парциальные сдвиги фаз δ_l (l – орбитальный момент) в некотором интервале энергий. Используя аккуратную параметризацию фаз рассеяния, можно получить их в существенно более широком интервале энергий. Рассмотренный выше метод – метод SS-HORSE (*Single State* HORSE) – не содержит никаких модельных приближений, и может применяться в любых подходах с осцилляторным базисом.

Важным этапом метода SS-HORSE является параметризация фаз рассеяния в низкоэнергетической области. В наших предварительных исследованиях было показано, например, что часто используемая при описании резонансов параметризация Брейта-Вигнера неприменима в SS-HORSE именно потому, что не позволяет корректно описать поведение фаз в низкоэнергетической области.

В данной работе мы исследуем три варианта параметризации фаз рассеяния. Первый основан на аналитических свойствах и симметрии S -матрицы [1, 2] (параметризация S), второй – на аналитических свойствах парциальной амплитуды рассеяния f_l [5, 6] (параметризация f), третий – на особенностях низкоэнергетического поведения функции эффективного радиуса K_l^{-1} (параметризация K).

Первый способ отличается наглядностью и возможностью одновременного учета различных по природе полюсов S -матрицы, соответствующих резонансным, связанным, виртуальным и ложным состояниям. Подобная гибкость подхода позволила исследовать экзотическую систему, состоящую из четырех нейtronов, и предсказать резонансные характеристики тетранейтрана [7]. Однако этот вариант нельзя использовать при исследовании рассеяния заряженных частиц в силу того, что свойства симметрии S -матрицы нарушены дальнодействующим кулоновским взаимодействием.

В работе [5] нами представлен вариант метода SS-HORSE, в котором параметризация сдвигов фаз базируется на аналитических свойствах амплитуд рассеяния. Этот метод обобщен на случай рассеяния заряженных частиц [6]. С этой целью используется модифицированный формализм HORSE [4], учитывающий дальнодействующее кулоновское взаимодействие, а параметризация сдвигов фаз в низкоэнергетической области осуществляется с учетом аналитических свойств перенормированной парциальной кулоновско-ядерной амплитуды рассеяния [8]. Третий вариант параметризации, формализм которого использует функцию эффективного радиуса K_l^{-1} , также допускает обобщение на случай заряженных частиц.

Метод SS-HORSE применен к анализу резонансов $3/2^-$ и $1/2^-$, а также нерезонансного $1/2^+$ рассеяния нуклонов на α -частице на основе многочастичных расчетов *ab initio* ядер ${}^5\text{He}$, ${}^5\text{Li}$ и ${}^4\text{He}$ в NCSM с реалистическим NN -взаимодействием JISP16 [9]. Энергии состояний рассеяния отсчитывались от порога реакции. С этой целью из рассчитанных в МОБИК энергий состояний $3/2^-$, $1/2^-$ и $1/2^+$ ядра ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ вычиталась энергия основного состояния ядра ${}^4\text{He}$, рассчитанные в соответствующих модельных пространствах и с тем же значением параметра осцилляторного базиса $\hbar\Omega$. Результаты, полученные в SS-HORSE с вариантами параметризации фаз рассеяния S и f в низкоэнергетической области представлены в таблице и разумно согласуются с R-матричным анализом экспериментальных данных [10] по рассеянию нуклонов на α -частице.

Вариант	${}^5\text{He}$				${}^5\text{Li}$			
	$3/2^-$		$1/2^-$		$3/2^-$		$1/2^-$	
	E_r , МэВ	Γ , МэВ	E_r , МэВ	Γ , МэВ	E_r , МэВ	Γ , МэВ	E_r , МэВ	Γ , МэВ
R-матр.	0.80	0.65	2.07	5.57	1.69	1.23	3.18	6.60
S	0.891	0.989	1.86	5.46				
f	0.983	1.015	2.64	5.29	1.90	1.75	3.59	6.09

Результаты, полученные с использованием параметризации K, носят предварительный характер, поэтому не включены в данную таблицу. Следует отметить, что параметры взаимодействия

JISP16 подгонялись под данные нуклон-нуклонного рассеяния и энергии связи ряда легких ядер [9]. Включение резонансных состояний в процедуру подгонки позволит уточнить параметры этого взаимодействия.

1. Shirokov, A.M., Mazur, A.I., Mazur, I.A., Vary, J.P. Shell Model States in the Continuum. // Phys. Rev. – 2016. – C 94. 064320.
2. Mazur, I.A., Shirokov, A.M., Mazur, A.I., Vary, J.P. Description of resonant states in the shell model // Phys. Part. Nucl. – 2017. – V. 48, № 1. – P. 84-89.
3. Barrett, B.R., Navrátil, P., Vary, J.P. Ab initio no core shell model // Progr. Part. Nucl. Phys. – 2013. – V. 69. – P. 131-181.
4. Bang, J.M., Mazur, A.I., Shirokov, A.M., Smirnov, Y.F., Zaytsev, S.A. P-matrix and J-matrix approaches: Coulomb asymptotics in the harmonic oscillator representation of scattering theory // Ann. Phys. (N.Y). – 2000. – V. 280. – P. 299-335.
5. Блохинцев, Л.Д., Мазур, А.И., Мазур, И.А., Савин, Д.А., Широков, А.М. Метод SS-HORSE исследования резонансов // ЯФ 2017. – Т. 80. – С. 102-112.
6. Блохинцев, Л.Д., Мазур, А.И., Мазур, И.А., Савин, Д.А., Широков, А.М. Метод SS-HORSE исследования резонансов: рассеяние заряженных частиц // ЯФ, принята к печати.
7. Shirokov, A.M., Papadimitriou, G., Mazur, A.I., Mazur, I.A., Roth, R., Vary, J.P. Prediction for a Four-Neutron Resonance // Phys. Rev. Lett. – 2016. – 117. 182502 (6р).
8. Hamilton, J., Øverbø, I., Tromborg, B. Coulomb corrections in non-relativistic scattering // Nucl. Phys. B. – 1973. – V. 60. – P. 443-477.
9. Блохинцев, Л.Д., Мухамеджанов, А.М., Сафонов, А.Н. Кулоновские эффекты в ядерных реакциях с заряженными частицами // ЭЧАЯ. – 1984. – Т. 15. – С. 1296-1337.
10. Блохинцев, Л.Д. Учет кулоновских эффектов в разложении эффективного радиуса для двух связанных каналов // Изв. РАН. Сер. физ. – 2012. – Т. 76, № 4. – С. 481-484.
11. Shirokov, A.M., Vary, J.P., Mazur, A.I., Weber, T.A. Realistic nuclear hamiltonian: Ab exitu approach // Phys. Lett. B. – 2007. – V. 644. – P. 33-37.
12. Csótó, A., Hale, G.M. S-matrix and R-matrix determination of the low-energy ${}^5\text{He}$ and ${}^5\text{Li}$ resonance parameters // Phys. Rev. C. – 1997. – V. 55. – P. 536-539.

УСТОЙЧИВОСТЬ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ДВУХСЛОЙНОГО ВИХРЕВОГО ТЕЧЕНИЯ НА ГРАНИЦЕ КРУГЛОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ОСТРОВА

А.И. Шавлюгин

Владивостокский государственный университет экономики и сервиса (г. Владивосток)

Представлены результаты исследования линейной устойчивости двухслойного осесимметричного вихревого течения, примыкающего к границе круглого цилиндрического острова и обладающего нулевой суммарной интенсивностью. Структура невозмущенного поля потенциального вихря изучаемого течения представляет собой два расположенных один над другим цилиндрических слоя с равными внутренними и внешними радиусами, в пределах которых потенциальная завихренность имеет постоянные и противоположные по знаку значения. Получено дисперсионное соотношение, определяющее свойства устойчивости исследуемой вихревой структуры в зависимости от ее геометрических и динамических параметров.

Ключевые слова: двухслойная квазигеострофическая модель океана, потенциальная завихренность, контурная динамика, линейный анализ устойчивости, круглый остров.

STABILITY OF AN AXISYMMETRIC TWO-LAYER VORTEX FLOW AT THE BOUNDARY OF A ROUND CYLINDRICAL ISLAND

The results of study of linear stability of two-layer axisymmetric vortex flow with zero total intensity adjoining the boundary of a round cylindrical island are presented. The structure of unperturbed potential vorticity field in the flow is represented by two cylindrical vortex layers of constant and opposite-sign potential vorticity with equal internal and external radii located one above the other. The dispersion equation determining the stability properties of the flow depending on its geometric and dynamic parameters is obtained.

Key words: two-layer quasigeostrophic ocean model, potential vorticity, contour dynamics, linear stability analysis, round island.

Работа подготовлена при поддержке Министерства образования и науки в рамках выполнения проекта № 3.7009.2017/8.9 базовой части государственного задания вузам на выполнение работ в сфере научной деятельности.

Одной из простейших моделей динамики океана, учитывающих его стратификацию, является двухслойная квазигеострофическая модель, в которой вертикальная структура поля плотности аппроксимируется двумя однородными слоями [1]. Помимо того, что слоистые модели существенно

проще моделей непрерывно стратифицированного океана, в их рамках возможна реализация эффективных численных алгоритмов метода контурной динамики (МКД, [2]).

В настоящей статье рассматривается модель вращающегося с угловой скоростью Ω двухслойного океана с постоянными значениями плотностей ρ_1 и ρ_2 ($\rho_1 \leq \rho_2$) и невозмущенных глубин h_1 и h_2 (индексы 1 и 2 относятся к верхнему и нижнему слою соответственно). Следствием уравнений движения двухслойной квазигеострофической модели являются выражения для аномалий давления в слоях относительно состояния гидростатического равновесия [3].

$$p_j(x, y, t) = h_j \sum_{k=1}^{N_j} \iint_{S_j^k} \Pi_j^k(x', y', t) [G_L(x, y; x', y') + h_{3-j}/h_j G_H(x, y; x', y')] dx' dy' + \\ h_{3-j} \sum_{k=1}^{N_{3-j}} \iint_{S_{3-j}^k} \Pi_{3-j}^k(x', y', t) [G_L(x, y; x', y') - G_H(x, y; x', y')] dx' dy', \quad (1)$$

где потенциальные вихри в слоях

$$\Pi_1 = \nabla^2 p_1 + \frac{\eta}{h_1}, \quad \Pi_2 = \nabla^2 p_2 + \frac{\zeta - \eta}{h_2}$$

предполагаются отличными от нуля в пределах областей S_j^k с границами C_j^k ($k = 1, \dots, N_j$), $\eta = \eta(x, y, t)$, $\zeta = \zeta(x, y, t)$ – возмущения границы раздела слоев и рельефа дна соответственно, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ – плоский оператор Лапласа, G_L и G_H – функции Грина для операторов Лапласа и Гельмгольца $\nabla^2 - \gamma^2$ соответственно. Выражения (1) в силу связей $u_j = -\partial p_j / \partial y$, $v_j = \partial p_j / \partial x$ позволяют определить проекции вектора скорости в слоях, а следовательно решить динамическую задачу об эволюции начального поля потенциальной завихренности.

Для рассматриваемой геометрии течения (внешность круга радиуса a) функции Грина имеют представления [4]

$$G_L = \frac{1}{4\pi} \left\{ \ln \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right] - \ln \left[\left(x - \frac{a^2 x'}{x'^2 + y'^2} \right)^2 + \left(y - \frac{a^2 y'}{x'^2 + y'^2} \right)^2 \right] \right\} \\ + \ln \left[x^2 + y^2 \right] \quad (2)$$

и [5]

$$G_H = -\frac{1}{2\pi} K_0(\gamma R) + \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{I_n(\gamma a)}{\mu_n K_n(\gamma a)} K_n(\gamma r) K_n(\gamma \rho) \cos n(\theta - \varphi), \quad (3)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\rho = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$, $\theta = \arctg \frac{y'}{x'}$, $\varphi = \arctg \frac{y}{x}$, $K_n(x)$, $I_n(x)$ – функция Макдональда и модифицированная функция Бесселя n -го порядка соответственно, $\mu_0 = 2$, $\mu_i = 1$, $i \geq 1$, γ – параметр бароклинности, представляющий собой отношение характерного горизонтального масштаба движения к внутреннему радиусу деформации Россби [1].

Рассмотрим в рамках описанной модели течение, индуцированное двумя вихревыми цилиндрическими слоями, потенциальные вихри в которых имеют вид

$$\Pi_1(r) = \Pi_{11} H(\alpha - r), \quad \Pi_2(r) = \Pi_{22} H(\alpha - r),$$

где Π_{11} и Π_{22} – константы, удовлетворяющие условию компенсации $\Pi_{11}h_1 + \Pi_{22}h_2 = 0$, $r = \alpha$ – внешний и $r = a$ – внутренний радиусы цилиндрических слоев, $H(x)$ – единичная функция Хевисайда. Данное осесимметричное течение является, очевидно, стационарным решением уравнений рассматриваемой модели, что позволяет рассматривать вопрос о его устойчивости относительно бесконечно

малых пропорциональных $\exp[im(\theta - \delta t)]$ возмущений. Следуя детально изложенному в [3] алгоритму исследования устойчивости подобных вихревых структур с кусочно-однородным распределением потенциального вихря, можно с учетом (2, 3) получить дисперсионное уравнение вида

$$[\delta + h_2 Q + \Pi_{11}(h_1 X - h_2 Y)][\delta - h_1 Q + \Pi_{22}(h_2 X - h_1 Y)] - h_1 h_2 \Pi_{11} \Pi_{22} X Y = 0, \quad (4)$$

где использованы обозначения

$$\begin{aligned} Q &= (\Pi_{22} - \Pi_{11}) \frac{K_1(\gamma\alpha)}{K_0(\gamma\alpha)} \left[I_0(\gamma\alpha) K_1(\gamma\alpha) + K_0(\gamma\alpha) I_1(\gamma\alpha) - \frac{1}{\gamma\alpha} \right], \quad X = \frac{1}{2n} \left[1 - \left(\frac{a}{\alpha} \right)^{2n} \right], \\ Y &= \frac{K_n(\gamma\alpha)}{K_n(\gamma a)} [K_n(\gamma\alpha) I_n(\gamma a) - K_n(\gamma a) I_n(\gamma\alpha)]. \end{aligned}$$

Условие неустойчивости рассматриваемого течения сводится к требованию отрицательности дискриминанта характеристического уравнения (4). Большинство выводов, сделанных в [3] о свойствах устойчивости цилиндрического двухслойного вихря, могут быть распространены на рассмотренный нами случай двухслойного вихревого цилиндрического слоя. В частности, необходимым условием неустойчивости является противоположность знаков потенциального вихря в слоях.

1. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. В 2-х т. Т.2. – М.: Мир, 1984. – 416 с.
2. Zabusky N.J., Hughes M.H., Roberts K.V. Contour dynamics for Euler equations in two dimensions // J. Comput. Phys. 1979. V. 30. № 1. P. 96-106.
3. Соколовский М.А., Веррон Ж. Динамика вихревых структур в стратифицированной вращающейся жидкости. Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2011. – 372 с.
4. Килин А.А., Борисов А.В., Мамаев И.С. Динамика точечных вихрей внутри и вне круговой области // Фундаментальные и прикладные проблемы теории вихрей. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. – С. 414-440.
5. Шавлюгин А.И. Квазигеострофическая двухслойная модель контурной динамики для внешности круга // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник трудов IX всероссийской научной конференции, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. – С.445-447.

РЕЗОНАНС В СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХ НЕЙТРОНОВ

А.М. Широков¹, А.И. Мазур¹, И.А. Мазур¹, Д.П. Вэри³

²Московский государственный университет(г. Москва)

¹Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

³Университет штата Айова (г. Эймс, США)

*Используется подход *ab initio SS-HORSE* (*Single-State Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations*) для поиска низколежащего резонанса в системе четырех нейтронов ($4n$) на основе расчётов в *NCSM* (*No-Core Shell Model*) с использованием реалистического *NN*-взаимодействия *JISP16*. Мы полагаем, что для системы $4n$ существует резонансное состояние с энергией $E_r = 0,8$ МэВ и шириной $\Gamma = 1,4$ МэВ.*

Ключевые слова: тетранейtron, резонанс, *SS-HORSE*, *NCSM*.

RESONANCE IN FOUR-NEUTRON SYSTEM

*Ab initio SS-HORSE (*Single-State Harmonic Oscillator Representation of Scattering Equations*) method with *NCSM* (*No-Core Shell Model*) calculations with realistic *NN*-interaction *JISP16* is used for search of resonance in four-neutron ($4n$) system. Resonant state with energy $E_r = 0,8$ MeV and width $\Gamma = 1,4$ MeV is obtained.*

Key words: *tetraneutron, resonance, SS-HORSE, NCSM*.

Введение

В последнее время в ядерной физике проявляется всё больший интерес к изучению экзотических структур нуклонов. Данный интерес вызван с одной стороны возрастающими экспериментальными возможностями изучения таких структур, а с другой стороны развитием методов *ab initio* описания атомных ядер и реакций с их участием. Изучение ядер и многонуклонных структур далеко за пределами линии стабильности ядер может дать много информации о природе межнуклонных сил, которая в настоящий момент не изучена до конца.

Примером такой экзотической многонуклонной структуры является система четырёх нейтронов (тетранейtron). Исследование этой системы началось около полу века назад (см. историю исследования тетранейтрана, например, в работе [1]).

Описание системы четырех нейтронов методом SS-HORSE на основе расчетов в *NCSM*.

В данной работе мы рассматриваем систему $4n$ с нерелятивистским гамильтонианом, включающим в себя кинетическую энергию и реалистическое взаимодействие *JISP16* [2] между каждой парой нейтронов. Для нахождения положения полюса S-матрицы и соответствующие резонансные параметры мы используем метод *SS-HORSE* [3].

Для решения задачи рассеяния в данной системе мы используем приближение истинного многочастичного рассеяния, общая теория которого с использованием формализма *HORSE* была предложена в работе [4]. В настоящей работе мы используем гиперсферические гармоники только с ги-

пермоментом $K = K_{\min} = 2$. Это приближение обосновывается тем, что гармоники с $K > K_{\min}$ сильно подавлены большим гиперсферическим центробежным барьером.

В методе SS-HORSE, можно рассчитать значение S-матрицы и сдвиг фазы при значении энергии E , совпадающим с собственным значением гамильтониана в NCSM [5]. S-матрица связана со сдвигом фазы процесса $4 \rightarrow 4$ δ через формулу, а сдвиг фазы в свою очередь рассчитывается по формуле

$$\tan \delta(E_\nu) = \frac{S_{N_{\max}+4, K+2(E_\nu)}}{C_{N_{\max}+4, K+2(E_\nu)}} \quad (1)$$

где S_{NL} и C_{NL} – регулярное и нерегулярное решение для свободного движения, аналитический вид которых известен [6]; N_{\max} – число квантов возбуждения. Варьируя N_{\max} и $\hbar\Omega$ (параметр осцилляторного базиса, входит в выражения функций S_{NL} и C_{NL}), получаем сдвиг фазы и S-матрицу в некотором диапазоне энергий. Параметризуя полученные сдвиги фаз, мы получаем информацию о полюсах S-матрицы и, следовательно, о резонансах системы (если таковые имеются).

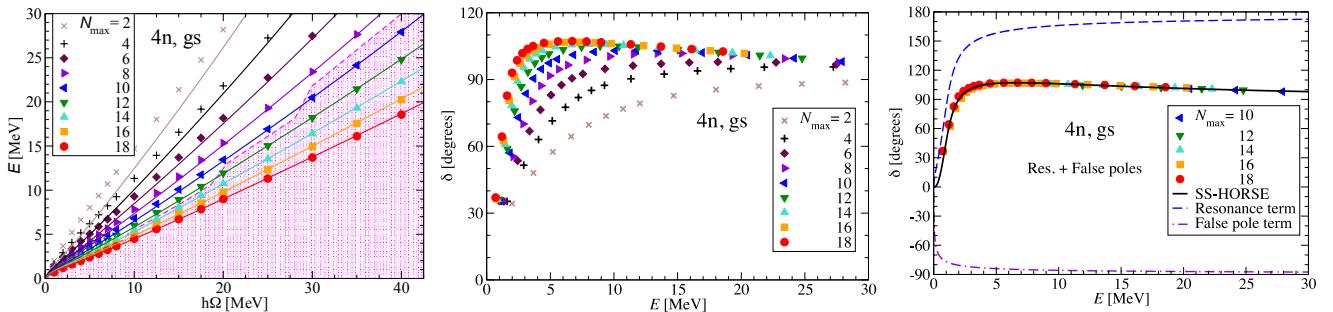


Рис. 1. Левая панель: NCSM результаты основного состояния системы четырех нейтронов: Штрихованная область – энергии, взятые для параметризации; сплошные линии получены из параметризации при решении уравнения (1) для собственных энергий при данных значениях N_{\max} и $\hbar\Omega$. Средняя панель: сдвиги фаз $4 \rightarrow 4$, полученные из NCSM результатов по формуле (1). Правая панель: параметризация с резонансным и ложным полюсами (сплошная кривая) и фазы, соответствующие выборке энергий (символы). Штрихованная и штрих-пунктирная кривые отражают вклад резонансного и ложного полюсов.

В NCSM с помощью комплекса программ MFDn [7] были рассчитаны энергии E_0 основного состояния 0^+ системы $4n$ в базисах с $N_{\max} = 2, 4, \dots, 18$ и $\hbar\Omega$ от 1.0 до 40.0 МэВ с NN-взаимодействием JISP16, они показаны на левой панели рис. 1. На средней панели рис. 1 показаны сдвиги фаз, полученные по формуле (1). Видно, что сдвиги фаз с ростом N_{\max} стремятся к некоторой общей кривой. Достаточная сходимость сдвигов фаз наблюдается при $N_{\max}=16, 18$.

Для параметризации фаз нам нужны только сдвиги фаз, близкие к сошедшимся, то есть лежащие примерно на одной кривой. Выбранные состояния находятся в штрихованной области левой панели рис. 1, соответствующие сдвиги фазы формируют гладкую кривую (см. правую панель рис. 1).

Наиболее разумное описание фаз в методе SS-HORSE получилось в предположении существования резонансного и ложного полюсов S-матрицы. Соответствующие сдвиги фаз описываются формулой

$$\delta(E) = \arctan \frac{a\sqrt{E}}{E - b^2} - \tan \sqrt{\frac{E}{|E_f|}} - \frac{w_1\sqrt{E} + w_2(\sqrt{E})^2 + c(\sqrt{E})^5}{w_2E + w_4E^2 + w_6E^3 + dE^4}. \quad (2)$$

Первое слагаемое имеет смысл фазы резонансного полюса S-матрицы [3], второе – фазы ложного полюса [3], а третье – фоновой фазы. Параметры w_i , $i = 1, 2, 3, 4, 6$ однозначно определяются

через параметры a , b , c , d , E_f и обеспечивают правильный предел при $E \rightarrow 0$, в данном случае фаза должна вести себя как $\delta \sim (\sqrt{E})^{11}$. Энергия резонанса E_r и его ширина Γ выражаются через параметры a и b , входящих в формулу (2)

$$E_r = b^2 - \frac{a^2}{2}; \quad \Gamma = 2a\sqrt{b^2 - \frac{a^2}{4}}. \quad (3)$$

Для каждого набора параметров на основе формул (1) и (2) можно найти некоторые значения энергии a , b , c , d и E_f . Наконец, можно найти оптимальные значения этих параметров, дающие минимальное отклонение энергий от собственных энергий E_v , полученных в NCSM. В нашем случае они имеют значения: $a = 0,701$ МэВ $^{1/2}$; $b^2 = 1,089$ МэВ; $c = -27,0$ МэВ $^{-5/2}$; $d = -0,881$ МэВ 4 ; $E_f = 54,9$ кэВ. Параметризованная фаза показана на правой панели рис. 1 сплошной линией.

Заключение

Наши результаты с реалистическим взаимодействием JISP16 и техникой метода SS-HORSE показывают что существует резонанс с энергией 0.8 МэВ и шириной около 1.4 МэВ, которые рассчитаны по формуле (3).

1. Kezerashvili, R. A short summary on the search of trineutron and tetraneutron // arXiv. – 2016. – 1608.00169.
2. Shirokov, A. M., Vary, J.P., Mazur, A.I. Weber, T.A. Realistic nuclear hamiltonian: Ab exitu approach // Phys. Lett. B. – 2007. – V. 644, № 1. – P. 33.
3. Shirokov, A.M., Mazur, A.I., Mazur, I. A., Vary, J. P. Shell model states in the continuum // Phys. Rev. C. – 2016. – V. 94. – P. 064320.
4. Зайцев, С.А. Смирнов, Ю.Ф. Широков, А.М. Истинно многочастичное рассеяние в осцилляторном представлении // ТМФ. – 1998. – V. 117. – P. 227.
5. Barrett, B.R., Navrátil, P. Vary, J.P. Ab initio no core shell model // Progr. Part. Nucl. Phys. – 2013. – V. 69. – P. 131.
6. Bang, J.M., Mazur, A.I., Shirokov, A.M., Smirnov, Y.F., Zaytsev, S.A. P-matrix and J-matrix approaches: Coulomb asymptotics in the harmonic oscillator representation of scattering theory // Ann. Phys. (NY). – 2000. – V. 280. – P. 299.
7. Maris, P., Sosonkina, M., Vary, J.P., Ng, E.G., Yang, C. Scaling of ab-initio nuclear physics calculations on multicore computer architectures // Proc. Comput. Sci. – 2010. – Vol. 1. – P. 97; Aktulga, H.M., Yang, C., Ng, E.G., Vary, J.P. Improving the scalability of a symmetric iterative eigensolver for multi-core platforms // Concurrency Computat. Pract. Exper. – 2014. – V. 26. – P. 2631.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КЮРИ: МЕТОД ОГУЧИ И МЕТОД СЛУЧАЙНЫХ ПОЛЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В.И. Белоконь, О.И. Дьяченко, А.Н. Трофимов

Дальневосточный федеральный университет (г. Владивосток)

Для пары атомов, помещенных в эффективное поле, в модели Изинга методом Огучи и методом случайных полей обменного взаимодействия определена точка Кюри и исследована теплоемкость системы. Вычислен скачок теплоёмкости в точке Кюри.

Ключевые слова: модель Изинга, метод Огучи, метод случайных полей взаимодействий, теплоёмкость.

HEAT CAPACITY OF FERROMAGNETICS NEAR THE CURIE POINT: OGUCHY METHOD AND RANDOM INTERACTION FIELD METHOD

In the framework of the Ising model for a pair of atoms placed in an effective field the Curie point is determined and the heat capacity of the system is investigated by the Oguchi method and by the random interaction fields method. Also the specific heat discontinuity in the Curie point is calculated.

Key words: Ising model, Oguchi method, random interaction method, heat capacity.

Введение

Метод молекулярного поля в силу своей простоты и наглядности до сих пор широко используется при анализе магнитных свойств частиц с сильным обменным взаимодействием. Заметное улучшение этого метода, позволяющее учесть локальные взаимодействия и корреляции спинов, связано с использованием кластерных методов (Огучи, Бете-Пайерлс, Кикучи) или с привлечением метода случайных полей взаимодействия [1-6]. В данной работе предпринята попытка объединения метода Огучи и метода случайных полей взаимодействия.

1. Точка Кюри

В методе Огучи пара атомов с энергией обменного взаимодействия помещается в эффективное поле H_0 . Гамильтониан такой системы равен:

$$H = - \sum_{i \neq k} J m_i m_k. \quad (1)$$

Соответствующее значение термодинамически усреднённого относительного магнитного момента m , приходящегося на один атом, определяется формулой

$$\overline{M} = \frac{sh(2mH_0)}{ch\left(\frac{2mH_0}{kT}\right)}, H_0 = (z-1)\overline{M}, \quad (2)$$

где J – обменный интеграл; m – магнитный момент атома; k – постоянная Больцмана; H_0 определяется $(z-1)$ соседями, где z – координационное число. В дальнейшем будут использоваться формулы, в которых $m=1$, $k=1$, $J=1$.

Предполагается, что магнитный момент (1) совпадает с магнитным моментом изолированного атома:

$$M = th\left(\frac{\bar{H}_0}{T}\right), \quad (3)$$

где $\bar{H}_0 = zM$. При $z=4, M \rightarrow 0, T \rightarrow T_c$.

Из равенства $M = \bar{M}$ получим:

$$T_c = \frac{2}{\ln \frac{z}{z-2}} = 2.89. \quad (4)$$

Используя метод случайных полей взаимодействия [2-5], относительный магнитный момент можно представить следующим образом:

$$M = \int \frac{sh\left(\frac{2H}{T}\right)}{ch\left(\frac{2H}{T}\right)} W(H) dH, \quad (5)$$

где $W(H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}B} e^{-\frac{(H-MH_0)^2}{B^2}}, B = \sqrt{2z-1}$.

Заменяя $W(H)$ на «прямоугольную» функцию [3] и перейдя к новым координатам $H = H + MH_0$, получим

$$M = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \frac{sh\left(\frac{2(H+MH_0)}{T}\right)}{ch\left(\frac{2(H+MH_0)}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}}} dH. \quad (6)$$

Рассматривая (6) вблизи T_c при малых M , получим:

$$M^2 = \frac{\left(\frac{H_0}{B} \frac{sh\left(\frac{2B}{T}\right)}{ch\left(\frac{2B}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}}} - 1 \right) \left(ch\left(\frac{2B}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}} \right)^3}{\frac{2}{3} \left(\frac{H_0}{T} \right)^2 sh\left(\frac{2B}{T}\right) \left(2 + ch\left(\frac{2B}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}} \right)}. \quad (7)$$

Точка Кюри находится из выражения

$$\frac{H_0}{B} = \frac{sh\left(\frac{2B}{T}\right)}{ch\left(\frac{2B}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}}} = 1. \quad (8)$$

При $z=4$ точка Кюри $T_c = 2,75$.

Данный результат дает более точное значение температуры Кюри, чем в методе Бете-Пайерлса и Огучи, в которых $T_c = 2,89$.

2. Теплоемкость

Значение термодинамически усредненной внутренней энергии U , приходящегося на один атом, определяется формулой

$$\bar{U} = \frac{1}{2} - \frac{Hsh\left(\frac{2H}{T}\right) - ch\left(\frac{2H}{T}\right)}{\left(ch\left(\frac{2H}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}}\right)}. \quad (9)$$

Конфигурационное усреднение с помощью функции $W(H)$ позволяет вычислить U :

$$U = \frac{1}{2B} \int_{-B}^B \left(\frac{1}{2} - \frac{Hsh\left(\frac{2(H+MH_0)}{T}\right) - ch\left(\frac{2(H+MH_0)}{T}\right)}{\left(ch\left(\frac{2(H+MH_0)}{T}\right) + e^{-\frac{2}{T}}\right)} \right) dH. \quad (10)$$

Чтобы определить теплоемкость «слева» от точки Кюри, надо продифференцировать выражение U по температуре и воспользоваться формулой (7). При $T = 2,75$ теплоемкость в точке Кюри $C_1 = 1,99$. При $M = 0$ теплоемкость «справа» от точки Кюри $C_2 = 0,12$. Для одного атома, помещенного в эффективное поле H_0 , теплоемкость слева и справа, соответственно, равны $C_1 = 0,6$ и $C_2 = 0,1$ [7]. Таким образом, в точке $T = T_c$ теплоемкость испытывает более сильный скачок, чем в приближении случайных полей взаимодействия примененной к изолированному атому.

Заключение

Метод случайных полей обменного взаимодействия с учетом метода Огучи дает температуру Кюри равной $T_c = 2,75$. При $T > T_c$ имеется отличная от нуля теплоемкость, связанная с корреляциями между спинами решетки.

1. Займан, Дж. Модели беспорядка. Теоретическая физика однородно неупорядоченных систем. – М.: Мир, 1982. – 592 с.
2. Белоконь В.И., Семкин С.В. Метод случайного поля в теории ферромагнетизма бинарных сплавов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1993. – Т. 104, № 5(11). – С. 3784-3791.
3. Belokon, V.I., Kapitan, V.Yu., Dyachenko, O.I. The combination of the random interaction fields' method and the Bethe–Peierls method for studying two-sublattice magnets // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2016. – V. 401. – P. 651-655.
4. Belokon, V.I., Dyachenko, O.I. Random interaction fields method: Magnetic phase transitions in the thin films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 374. – P. 92-95.
5. Belokon, V.I., Dyachenko, O.I., Kapitan, V.Yu. On the possible application of the method of random exchange interaction fields for studying the magnetic properties of the rocks // Izvestiya, Physics of the Solid Earth. – 2015. – V. 51, № 5. – P. 622-629.
6. Смарт, Дж. Эффективное поле в теории магнетизма. – М.: Мир, 1968. – 271 с.
7. Белоконь, В.И., Шелест, Д.А., Дьяченко, О.И. Теплоемкость системы спинов Изинга в модели случайных полей взаимодействия // Материалы XIV региональной научной конференции «Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование». Хабаровск, 22–24 сентября 2016 г. – Хабаровск: Изд-во ТОГУ. – С. 97-101.

Секция 2

Физика конденсированного состояния

УДК 537.622; 53.083.98

ТРЕХЧАСТИЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В YFeO₃ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

М.А. Адамова¹, Е.А. Жуков¹, В.И. Жукова², А.В Каминский¹

¹*Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)*

²*Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)*

Изучено взаимодействие магнитных и продольных акустических волн в ортоферритите иттрия и движущейся со сверхзвуковой скоростью доменной границы.

Ключевые слова: *акустические волны, доменная граница (ДГ), ортоферрит иттрия, волны Лэмба.*

THREE-PARTICLE INTERACTION IN YFeO₃ AT THE MOTION OF THE DOMAIN WALL

The interaction of the magnetic and longitudinal acoustic waves in yttrium orthoferrite and domain wall moving with a supersonic velocity have been investigated.

Key words: *acoustic waves, domain wall (DW), yttrium orthoferrite, Lamb waves*

Введение

В работах [1-3] было отмечено, что в ортоферрите иттрия (YFeO_3) движение ДГ сопровождается генерацией акустических волн и ее торможением. При скоростях, отличных от скоростей распространения звуковых и спиновых волн, торможение ДГ связывается с возбуждением поверхностных волн [3-8].

В данной работе изучено взаимодействие ДГ в ортоферрите иттрия с магнитными и продольными акустическими волнами. В результате исследования получен вывод о том, что на скоростях, отличных от скоростей акустических и спиновых волн это взаимодействие может привести к торможению ДГ.

Постановка задачи

Рассматриваются вектора намагниченности $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M$, где $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$ – намагниченности подрешеток, $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = M^2$, которые в двухподрешеточном приближении связаны соотношениями $\mathbf{ml} = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$ [1]. Пусть оси координат $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$, совпадают с кристаллографическими осями $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$. В равновесном состоянии векторы \mathbf{m} и \mathbf{l} будут

ориентированы соответственно вдоль \mathbf{z} и \mathbf{x} . Для полей, меньших полей опрокидывания, $\mathbf{m}^2 \ll \mathbf{l}^2 \approx 1$. Для векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_{1,2}$ введем азимутальный и полярный углы $\theta_{1,2}, \varphi_{1,2}$, которые в сферической системе координат имеют вид $\theta_1 = \pi/2 - \psi + \varepsilon$, $\theta_2 = \pi/2 + \psi + \varepsilon$, $\varphi_1 = \varphi + \beta$, $\varphi_2 = \pi + \varphi - \beta$. Параметры $\varphi, \psi, \beta, \varepsilon$ при малых отклонениях от приведенной равновесной спиновой конфигурации $\varphi, \psi \ll 1$, и малом угле скоса подрешеток $\beta, \varepsilon \ll 1$ совпадают с проекциями векторов \mathbf{l}, \mathbf{m} : $\mathbf{l} = (1, \varphi, \psi)$; $\mathbf{m} = (0, \beta, -\varepsilon)$.

Уравнения взаимодействия ДГ с продольными акустическими волнами при заданной структуре ДГ и небольших возмущениях $\psi = \psi_0 + \psi_1$; $\psi_1 \ll \psi_0$; $u_l \ll 1$, как показано в [9], в квадратичном приближении имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{b_3}{2A} \cos(2\psi_0) \right) \psi_1 &= -\frac{\delta_l}{A} \frac{\partial u_l}{\partial x} [\sin(2\psi_0) + \psi_1 \cos(2\psi_0)]; \\ -\frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} &[(1 - 2\psi_1^2) \sin(2\psi_0) + 2\psi_1 \cos(2\psi_0)] + \dots + \\ + \frac{\delta_l}{\rho s_l^2} \frac{\partial \psi_1}{\partial x} &[\sin(2\psi_0) + 2\psi_1 \cos(2\psi_0)], \end{aligned} \quad (1)$$

где u_l – компоненты вектора деформации вдоль оси \mathbf{x} (продольная волна); A – постоянная обменной энергии; b_3 – константа анизотропии; ρ – плотность; δ_l – магнитоакустические константы; s_l – скорость объемных продольных звуковых волн.

Согласно [1], структура ДГ определяется уравнениями

$$\cos \psi_0 = \operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right); \quad D_3 = \sqrt{\frac{A}{b_3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)}.$$

Используя методику [9] и аналогично [7], решение (1) будем искать в предположении, что с этими волнами взаимодействует спектральная составляющая магнитоакустического напряжения доменной границы, которая пропорциональна $\sim e^{i\omega t - ikx}$. Законы дисперсии для магнитных, акустических волн и спектральных компонент магнитоакустических напряжений ДГ принимаем в виде [1]:

$$\omega_s = \sqrt{\omega_3^2 + c^2 k_s^2}; \quad \omega_a = s_l k_a; \quad \omega = kv, \quad \omega_3^2 = \frac{b_3 c^2}{A}.$$

Тогда при условиях фазового синхронизма $\omega = \omega_s + \omega_a + \Delta\omega$; $k = k_s + k_a + \Delta k$ выполняются соотношения

$$\begin{aligned} k &= \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)s_l}{v - s_l}; \quad k_a = \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_l}; \\ \omega &= v \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)s_l}{v - s_l}; \quad \omega_a = s_l \frac{\omega_s + \Delta\omega - (k_s + \Delta k)v}{v - s_l}. \end{aligned}$$

Для решения задачи воспользуемся методом теории возмущений, полагая

$$\psi_1 = \psi_1^{(0)} + \psi_1^{(1)}; \quad u_l = u_l^0 + u_l^{(1)}.$$

В нулевом приближении уравнения системы (1) приобретают вид

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{b_3}{2A} \cos(2\psi_0) \right) \psi_1^{(0)} = 0; \quad \left(\frac{1}{s_l^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) u_l^{(0)} = 0. \quad (2)$$

Решение системы уравнений (2) ищем в виде

$$\psi_1^{(0)} = A_{10} \left[\operatorname{th} \left(\frac{x - vt}{D_3} \right) - iD_3 \frac{\omega_s v - k_s c^2}{c^2 - v^2} \right] e^{i\omega_s t - ik_s x}; \quad u_l^{(0)} = A_{20} e^{i\omega_a t - ik_a x}, \quad (3)$$

где A_{10}, A_{20} – константы.

В нулевом приближении с учетом доменной границы решения (3), согласно [10], совпадают с нормальными модами магнитной и акустической волн.

Метод медленно меняющихся амплитуд

Решение системы (1) в первом приближении ищем в виде медленно меняющихся амплитуд [9], по аналогии с [7]:

$$v_1^{(1)} = A_1(x - vt)e^{i\omega_s t - ik_s x} + \text{к.с.} \quad u_i^{(1)} = A_2(x - vt)e^{i\omega_a t - ik_a x} + \text{к.с.} \quad (4)$$

Подставим (4) в систему уравнений (1), с учетом (3), оставим слагаемые, которые удовлетворяют условиям фазового синхронизма. Дальнейшие преобразования системы уравнений (1) связаны с предположением, что во взаимодействии участвует спектральная составляющая ДГ, пропорциональная $\sim e^{i\omega t - ikx}$, а также с использованием выражения для магнитоакустического напряжения ДГ, которое следует из ее заданной структуры, с учетом приведенных законов дисперсии взаимодействующих волн, тогда после отбрасывания вторых производных, получаем укороченные уравнения для амплитуд. Эти уравнения в квазистационарном случае в отсутствие волновой расстройки $\omega = \omega_s + \omega_a$; $k = k_s + k_a$ имеют вид:

$$\frac{\partial A_1}{\partial \zeta} = R(k) \frac{\partial A_2^*}{\partial \zeta} + P(k) A_2^*; \quad \frac{\partial A_2^*}{\partial \zeta} = L(k) \frac{\partial A_1}{\partial \zeta} + N(k) A_1, \quad (5)$$

где ζ – координата, перпендикулярная плоскости ДГ, в движущейся системе координат: $\zeta = (x - vt)$. Здесь огибающие амплитуд зависят только от одной координаты ζ в системе движущейся ДГ, где фазовые скорости волн различны. Величины $R(k)$, $P(k)$, $L(k)$, $N(k)$ определяются в процессе описанного преобразования системы уравнений (1).

Уравнения (5) подобны уравнениям, приведенным в [9], где разработана методика их решения и показано, что при выполнении условий синхронизма для трехволновых взаимодействий возможна перекачка энергии между волнами. В данной работе роль одной из волн играет спектральная составляющая магнитоакустических напряжений ДГ и при фиксированной скорости она является заданной. На определенных скоростях движение ДГ может приводить к одновременной генерации магнитной и акустической волн и к их усилению.

Заключение

Проведенные расчеты по теоретической модели многоволнового взаимодействия акустической и магнитной подсистем с участием ДГ в ортоферритах позволяют сделать вывод о возможности создания регулируемого усилителя гиперзвуковых волн в диапазоне сотен гигагерц. По аналогии, можно усиливать магнитные волны при акустической накачке.

Так как по закону дисперсии магнитных волн, на протяженном участке (до $k_s \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) частота магнитных волн около 0,4 ГГц, то измерение параметров магнитных волн оптическими методами можно применять для косвенного измерения параметров гиперзвука с длиной волны до 10 нм.

1. Springer Tracts in Modern Physics / V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov and S.N. Gadetskii; Springer-Verlag. – Berlin, 1994. – V. 129.
2. Звездин, А.К., Мухин, А.А. Магнитоупругие уединенные волны и сверхзвуковая динамика доменных границ // ЖЭТФ. – 1992. – Т. 102. – Вып. 2. – С. 577-599.
3. Kuz'menko, A.P., Zhukov, E.A., Zhukova, V.I., Li, Ts., Kaminskii, A.V. Study of the structural and dimensional features of the magnetization reversal in transparent weak ferromagnets // The Physics of Metals and Metallography. – 2008. – V. 106. – № 2. – P.164-172.
4. Кузьменко, А.П., Жуков, Е.А., Ли, Ц. Резонансное возбуждение магнитоупругих колебаний в ортоферритах одиночной доменной границей // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2005. – № 1. – С. 9-24.

5. Kuz'menko, A.P., Zhukov, E.A., Dobromyslov, M.B., Kaminsky, A.V. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – V. 310. – Iss. 2. – P. 1610-1612.
6. Жуков, Е.А., Кузьменко, А.П., Щербаков, Ю.И. Торможение движущейся доменной границы в слабых ферромагнетиках // Физика твердого тела. – 2008. – Т. 50. – В. 6. – С. 1033-1036.
7. Жуков, Е.А., Жукова, В.И., Каминский, А.В., Корчевский, В.В., Римлянд, В.И. Метод генерации, усиления и измерения параметров гиперзвуковых волн в магнитных кристаллах // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2012. – № 3 (26). – С. 17-27.
8. Komina, O.Yu., Adamova, M.E., Zhukov, E.A., Kuz'menko, A.P., Zhukova, V.I. Generation of Nanometer Wavelength Acoustic Waves // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2016. – V. 8, № 4. – P. 04020(3).
9. Bloembergen, N. Nonlinear Optics. – N.Y.: Benjamin, 1965. – 172 p.
10. Баръяхтар, И.В., Иванов, Б.А. Динамическое торможение доменной границы в слабом ферромагнетике. – Киев: ИТФ АН УССР, 1983. – Препринт ИТФ-83-111Р. – 28 с.

УДК 538.9

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ KNO_2 НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД NaNO_2 В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{KNO}_2$

О.А. Алексеева¹, А.А. Набережнов¹, Е.В. Стукова², М. Reehuis²

¹*Санкт-Петербургский политехнический университет (г. Санкт-Петербург)*

²*Амурский государственный университет (г. Благовещенск)*

³*Гельмгольц Центrum (Берлин, Германия)*

Методом дифракции нейтронов проведено исследование температурной эволюции кристаллической структуры сегнетоэлектрических композитов $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{KNO}_2$ трех составов $x=5, 10$ и 20 об.%. Определены температурные зависимости сегнетоэлектрического параметра порядка $\eta(T)$ в NaNO_2 и показано, что эти зависимости в композитах практически совпадают при нагреве и охлаждении и не зависят от концентрации нитрита калия. Экспериментально установлено повышение температуры ($\sim 10-15$ К) структурного фазового перехода KNO_2 в композите по сравнению с чистым веществом.

Ключевые слова: нитрит натрия, нитри калия, сегнетоэлектриктизм, композит.

THE EFFECT OF KNO_2 ADMIXTURE ON NaNO_2 PHASE TRANSITION IN THE FERROELECTRIC COMPOSITES $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{KNO}_2$

The study of crystal structure temperature evolution of the ferroelectric composites $(1-x)\text{NaNO}_2+(x)\text{KNO}_2$ at $x=5, 10$ и 20 vol.% has been performed by neutron diffraction. The temperature dependencies of NaNO_2 ferroelectric order parameter $\eta(T)$ have been determined in the composites and pure NaNO_2 . They coincide on heating and cooling and do not depend on KNO_2 concentration. The growth of KNO_2 structural phase transition temperature ($\sim 10-15$ K) has been revealed in the composites in comparison with pure KNO_2 .

Key words: sodium nitrite, potassium nitride, ferroelectric, composite.

Введение

Сегнетоэлектрические композиты относятся к гетерогенным структурам, состоящим из компонент с различными диэлектрическими свойствами. Интерес к изучению таких систем вызван по-

тенциальной возможностью получения материалов с требуемым набором свойств, которые можно варьировать путем изменения состава, процентного содержания компонент, степени дисперсности частиц.

Нитрит натрия относится к сегнетоэлектрикам типа порядок-беспорядок и имеет структурный фазовый переход при $T \approx 437$ К. Возникновение спонтанной поляризации вызвано упорядочением групп NO_2 , связанного с преимущественным заселением одной из двух эквивалентных кристаллографических позиций. В узком температурном диапазоне 436–437 К наблюдается несоразмерная фаза, связанная с частичным разупорядочением групп NO_2 . Физической реализацией сегнетоэлектрического параметра порядка η в нитrite натрия является разность заселенностей двух эквивалентных кристаллографических позиций для анионных групп NO_2 . KNO_2 сегнетоэлектрическими свойствами не обладает, при температуре 315 К претерпевает переход из кубической фазы ($\text{Fm}-3\text{m}$) в ромбоэдрическую (пр. группа $\text{R}-3\text{m}$), при температуре 260 К – в моноклинную ($\text{P}2_1\text{c}$) [1].

В работе [2] были проведены исследования диэлектрических свойств композитов $(1-x)\text{NaNO}_2 + (x)\text{KNO}_2$ при $x=0.05$ и 0.2 , которые выявили существование аномалии диэлектрического отклика в данных композитах. При нагреве на температурной зависимости действительной части диэлектрической проницаемости $\epsilon'(\text{T})$ композитов обоих составов обнаружено два максимума, один из которых наблюдается при температуре 437 К и относится к сегнетоэлектрическому фазовому переходу в NaNO_2 , второй наблюдался при $T \approx 424$ К в низкочастотном диапазоне $f \sim 10^{-1}-10^5$ Гц. При охлаждении был обнаружен только один широкий максимум вблизи $T \approx 418$ К.

Для выявления микроскопической природы наблюдаемых аномалий диэлектрического отклика были проведены исследования температурной эволюции кристаллической структуры композитов трех составов $x=0.05, 0.1$ и 0.2 . Образцы представляли собой предварительно спрессованные, а затем измельченные смеси поликристаллических порошков NaNO_2 и KNO_2 . Измерения проводились на нейтронном дифрактометре E2 HZB (Берлин, Германия), длина волны $\lambda=2.381$ Å, в температурном диапазоне 300–440 К в режимах нагрева и охлаждения.

Основная часть

Из интенсивностей упругих пиков NaNO_2 , для которых квадрат структурного фактора пропорционален квадрату сегнетоэлектрического параметра порядка η^2 (например (022) [3]), были получены значения η . Температурные зависимости $\eta(\text{T})$ для чистого NaNO_2 и композитов приведены на рис. 1.

Видно, что зависимости $\eta(\text{T})$ для композитов с составами $x=0.05, 0.1$ и 0.2 и чистого NaNO_2 не отличаются в пределах ошибок. Температуры Кюри для NaNO_2 при нагреве и охлаждении практически совпадают.

Также была получена информация о кристаллической структуре частиц KNO_2 в композитах. Для всех образцов обнаружено, что в температурном интервале 325–340 К KNO_2 испытывает структурный переход (рис. 2) из кубической в ромбоэдрическую фазу. Температура перехода KNO_2 в композитах, таким образом, несколько выше, чем в чистом KNO_2 .

Заключение

Проведенные структурные исследования сегнетоэлектрических композитов $(1-x)\text{NaNO}_2 + (x)\text{KNO}_2$ показали, что наблюдающаяся в композитах при $T \sim 420$ К аномалия диэлектрического отклика не связана со структурными фазовыми переходами. Установлено, что в композитах происходит увеличение температуры структурного фазового перехода в KNO_2 по сравнению с чистым веществом примерно на 10–15 К.

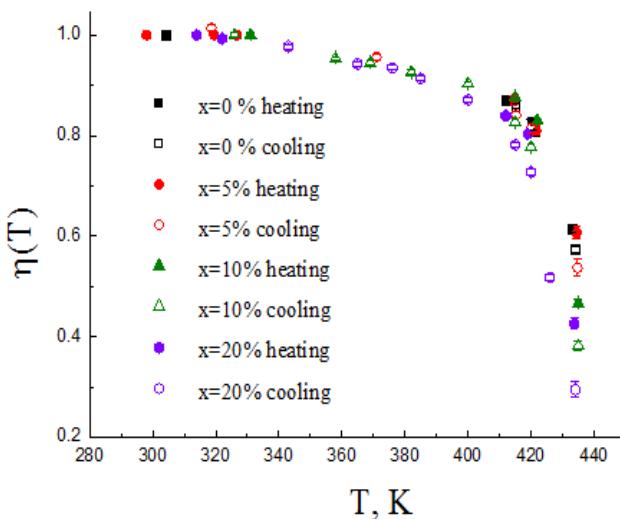


Рис. 1. Температурные зависимости параметра порядка в композитах и чистом NaNO_2 .

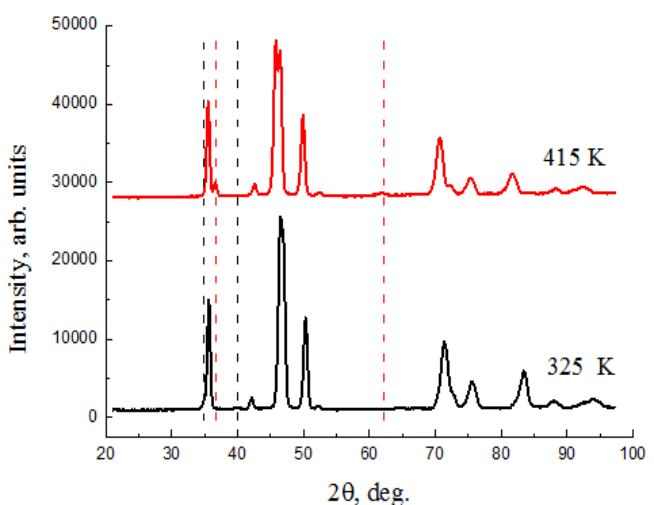


Рис. 2. Дифракционные спектры композита $0.8\text{NaNO}_2+0.2\text{KNO}_2$ выше и ниже ФП в KNO_2 . Пунктирными линиями отмечены пики низко- и высокотемпературных фаз KNO_2 . Красные линии соответствуют высокой температуре, черные – низкой.

1. Yamamoto, N., Onoda, Honda, H., Ikeda, R., Yamamoto, O., Matsuo, T., Oikawa, K., Kamiyama, T., Izumi, F. Neutron powder diffraction study of the low temperature phases of KNO_2 // J. Phys. Condens. Matter. – 1998. – V. 10. – P. 3341-3351.

2. Stukova, E.V., Baryshnikov, S.V., Koroleva, E.Yu. Shift of Phase Transitions in a $(\text{NaNO}_2)_{1-x}(\text{KNO}_2)_x$ Ferroelectric Composite // Russian Physics Journal. – 2015. – V. 58 (2). – P. 221-227.

3. Naberezhnov, A., Fokin, A., Kumzerov, Yu., Sotnikov, A., Vakhrushev, S., Dorne,r B. Structure and properties of confined sodium nitrite // Eur. Phys. J. – 2003. – V. E12. P. – S. 21-24.

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК МАГНЕТИТА, ВЫРАЩЕННЫХ РЕАКТИВНЫМ ОСАЖДЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$

В.В. Балашев^{1,2}, М.В. Волочаев^{3,4}, В.В. Коробцов^{1,2}

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН (Владивосток)

²ШЕН Дальневосточного федерального университета (Владивосток)

³Институт физики Сибирского Отделения РАН (г. Красноярск)

⁴Сибирский государственный аэрокосмический университет (г. Красноярск)

Исследовано влияние давления кислорода (O_2) на структурные свойства поликристаллических пленок магнетита, выращенных методом реактивного осаждения Fe на поверхность $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ при температуре подложки 300°C. Из анализа данных, полученных с помощью просвечивающей электронной микроскопии и дифракции быстрых электронов, установлена связь между текстурой в пленке и размерами/формой зерен в ней.

Ключевые слова: реактивное осаждение, поликристаллические пленки, магнетит, текстура, просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), дифракция быстрых электронов (ДБЭ).

STRUCTURAL PROPERTIES OF MAGNETITE FILMS GROWN BY REACTIVE DEPOSITION ON THE $\text{SiO}_2/\text{SI}(001)$ SURFACE

It was investigated the effect of oxygen pressure on structural properties of polycrystalline magnetite films grown by reactive deposition on $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ at substrate temperature of 300°C. From analysis of data obtained by transmission electron microscopy and reflection high-energy electron diffraction technique it was found the correlation between the texture and grain/shape size in films.

Key words: Reactive deposition, polycrystalline films, magnetite, texture, transmission electron microscopy (TEM), reflection high-energy electron diffraction (RHEED).

Введение

Согласно данным теоретических расчетов [1], магнетит (Fe_3O_4) характеризуется полной спин-поляризацией электронов проводимости и поэтому является привлекательным материалом для спин-троники. В ранее опубликованной нами работе [2] было установлено, что рост поликристаллических пленок Fe_3O_4 на окисленной поверхности кремния методом реактивного осаждения железа в атмосфере кислорода, происходит только в определенном интервале давлений кислорода. Анализ картин дифракции ДБЭ показал, что, с увеличением давления O_2 , ориентация зерен в пленке магнетита меняется от полностью разупорядоченной к преимущественной (110) ориентации. В настоящей работе был использован метод ПЭМ для анализа поперечного среза пленок и проведен сравнительный анализ с данными ДБЭ. Пленки Fe_3O_4 были выращены в сверхвысоковакуумной установке «Катунь», оснащенной системой ДБЭ на отражение (RH20S фирмы Omicron). Количество Fe, осажденного на

поверхность $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$, составляло 37 nm, что, в соответствии с химической формулой Fe_3O_4 , дает ~ 75 nm слоя оксида железа. После извлечения образцов из вакуумной камеры структура пленок исследована ПЭМ НТ-7700 (Hitachi).

Результаты и обсуждение

Как видно из рис. 1(а), после осаждения Fe при низком давлении кислорода ($P_{\text{O}_2} \sim 1 \cdot 10^{-6}$ Torr) картина ДБЭ от поверхности показывает кольца Дебая характерные для дифракции на просвет от поликристаллической пленки Fe_3O_4 . Сплошные кольца свидетельствуют о хаотической ориентации зерен в пленке Fe_3O_4 . Как видно из ПЭМ изображения пленки, ее толщина составляет ~ 45 nm, а не 75nm. Средняя высота зерен соответствует толщине данной пленки, а латеральные размеры - 33 ± 6 nm. Малая толщина пленки оксида железа объясняется не полным окислением Fe, что косвенно подтверждается наблюдением дифракционных колец от вюстита (FeO) на начальной стадии роста [1]. Наблюдаемые кольца от магнетита после осаждения пленки связываются с дифракцией электронов на просвет в поверхностном, более окисленном слое пленки, состоящего из магнетита.

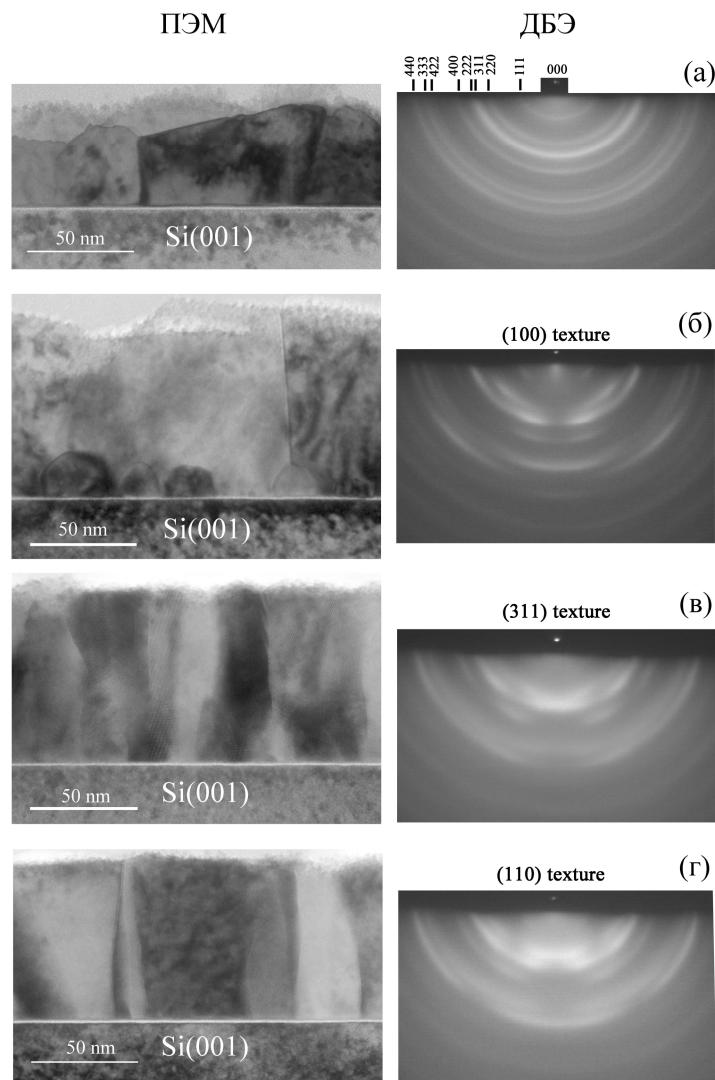


Рис. 1. Изображения ПЭМ и ДБЭ от пленок Fe_3O_4 , выращенных при P_{O_2} :
 $1 \cdot 10^{-6}$ Torr (а), $1.5 \cdot 10^{-6}$ Torr (б), $3 \cdot 10^{-6}$ Torr (в) и $7 \cdot 10^{-6}$ Torr (г).

После осаждения Fe при давлении $\text{O}_2 \sim 1.5 \cdot 10^{-6}$ Torr, на картине ДБЭ, вместо сплошных колец, наблюдались дуги, характерные для пленки Fe_3O_4 с текстурой (рис. 1(б)). Полученная картина ДБЭ

хорошо согласуется с теоретической для (100) текстуры, ось которой нормальна поверхности [3]. Из ПЭМ изображения видно, что пленка содержит как крупные зерна, высотой ~ 75 nm и латеральным размером $\sim 55 \pm 11$ nm, так и мелкие, расположенные на границе раздела со слоем SiO₂. Если на начальной стадии роста на картине ДБЭ нами наблюдалась суперпозиция дуг и непрерывных колец, то при увеличении толщины пленки имел место полный переход к прерывистым кольцам, состоящих из дуг. Можно предположить, что на начальной стадии роста образуются зерна как со случайной, так и с преобладающей (100) ориентацией. Переход к картине ДБЭ, состоящей только из дуг от (100) текстуры, свидетельствует о более высокой скорости роста зерен с (100) ориентацией. Большие зерна на ПЭМ изображении мы связываем с зернами, имеющими преобладающую (100) ориентацию, а маленькие, на границе раздела, – с зернами со случайной ориентацией.

Как видно из ПЭМ, изображения на рис.. 1(в), пленка Fe₃O₄, выращенная при P_{O2}=3·10⁻⁶ Torr, имеет столбчатую структуру. Высота наиболее крупных зерен сопоставима с толщиной пленки - 75 nm, в то время как их латеральные размеры (22 ± 3 nm) в несколько раз меньше. Очевидно, что именно эти зерна имеют преобладающую (311) ориентацию, обнаруженную из анализа картины ДБЭ для этой пленки [2]. Рост пленки при этом давлении O₂ происходит согласно конкурентной модели [4], при которой рост зерен в направлении нормальном (311) плоскости решетки идет быстрее.

Пленка магнетита, выращенная при более высоком давлении – P_{O2}=7·10⁻⁶ Torr (Рис.1(г)), состоит, главным образом, из крупных зерен. Латеральные размеры зерен увеличиваются в ~ 2 раз и достигают 49 ± 5 nm. Согласно анализу картины ДБЭ [2], для этой пленки характерна (110) текстура. Предполагается, что увеличение давления O₂ приводит к росту диффузионной подвижности адсорбата на {110} гранях, имеющих меньшую свободную энергию, чем грани {311}. В результате этого происходит боковое разрастание зерен, ориентированных соответствующими гранями параллельно поверхности подложки. Причем, в этом случае, пленка формируется посредством коалесценции [4], а не конкурентной модели роста. Обнаруженное из данных ПЭМ увеличение латеральных размеров зерен с давлением O₂, может служить подтверждением этому предположению.

-
1. Zhang, Z., Satpathy, S. Electron states, magnetism, and the Verwey transition in magnetite // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44. – P. 13319-13331.
 2. Балашев, В.В., Викулов, В.А., Писаренко, Т.А., Коробцов, В.В. Влияние давления кислорода на текстуру пленки магнетита, выращенного методом реактивного осаждения на поверхности SiO₂/Si(001) // Физика твердого тела. – 2015. – Т. 57, № 12. – С. 2458-2462.
 3. Балашев, В.В., Коробцов, В.В., Писаренко, Т.А., Чеботкович, Л.А. Особенности формирования пленки Fe₃O₄ на поверхности Si(111), покрытой тонким слоем SiO₂ // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81, № 10. – С. 122-128.
 4. Barna, P.B., Adamik, M. Growth mechanisms of polycrystalline thin films: Science and Technology of Thin Films / edited by F.C.Matacotta, G.Ottaviani. – Singapore: World Scientific Publishing Co., 1995. – P. 1-28.

ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$ ($x = 0 - 0.15$) В УСЛОВИЯХ ОГРАНИЧЕННОЙ ГЕОМЕТРИИ И СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

П.Ю. Ванина¹, А.А. Набережнов², А.А. Сысоева², В. Нишанковский³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет (г. Санкт-Петербург)

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе (г. Санкт-Петербург)

³Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур (Брюллов)

В данной работе представлено диэлектрические исследования твердого раствора KH_2PO_4 – $(NH_4)H_2PO_4$ с процентным содержанием второго компонента от 5 до 15%, внедренного в макропористое боросиликатное и щелочно-боросиликатное стекло из водного раствора. Выявлен сдвиг температур сегнетоэлектрического фазового перехода в зависимости от концентрации $(NH_4)H_2PO_4$, а также различный характер изменения температуры фазового перехода в нанокомпозитных материалах на основе магнитных пористых стекол при нагреве и охлаждении в условиях приложения внешнего магнитного поля. Полученная информация поможет уточнить фазовую диаграмму данного твердого раствора в ограниченной геометрии в области малых концентраций $(NH_4)H_2PO_4$, а также прояснить роль упругих напряжений на сдвиг температуры фазового перехода.

Ключевые слова: Сегнетоэлектрики, антисегнетоэлектрики, фазовые переходы, нанокомпозитные материалы.

SOLID SOLUTIONS $K_{1-x}(NH_4)_xH_2PO_4$ ($X = 0 - 0.15$) IN CONDITIONS OF CONFINED GEOMETRY AND STRONG MAGNETIC FIELDS

In this contribution dielectric studies of a solid solution of KH_2PO_4 – $(NH_4)H_2PO_4$ with a percentage of the second component from 5 to 15% introduced into macroporous borosilicate and alkali borosilicate glass from water solution are presented. The temperature shift of the ferroelectric phase transition is determined as a function of $(NH_4)H_2PO_4$ concentration, as well as the different behavior of the change in the phase transition temperature in nanocomposite materials based on magnetic porous glasses during heating and cooling processes under external magnetic field. The obtained information will help to refine the phase diagram of this solid solution in confined geometry conditions in the region of low concentrations $(NH_4)H_2PO_4$, and also to clarify the role of elastic stresses on the phase transition temperature shift.

Key words: Ferroelectrics, antiferroelectrics, phase transitions, nanocomposite materials.

Введение

Благодаря интенсивному развитию нанотехнологий и уникальному набору свойств наноструктурированных систем с различной топологией, в последние годы наблюдается всевозрастающий интерес к исследованиям указанных систем. Одним из наиболее интересных и многообещающих для

практических применений являются нанокомпозитные материалы (НКМ), а именно полярные диэлектрики, внедренные в пористые матрицы с разветвленной структурой сквозных пор. Внедренные материалы образуют либо изолированные частицы, либо сложную трехмерную дендритную структуру, параметры которой зависят от метода заполнения пор и топологии порового пространства [1]. Столь высокий практический интерес к сегнетоэлектрическим кристаллам KH_2PO_4 (KDP) достаточно легко объяснить – подобные кристаллы больших размеров и отличного оптического качества выращиваются без особых проблем из водного раствора [2]. С другой стороны, $(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), находясь формально в том же семействе соединений, относится к антисегнетоэлектрикам. В дополнение ко всему этому, фазовая диаграмма твердых растворов данных соединений достаточно богата и, несомненно, представляет интерес для исследования [3].

Ранее уже наблюдались особенности диэлектрического отклика для НКМ на основе пористых матриц, содержащих внедренный KDP [4]. Главным образом речь идет о значительном повышении температуры фазового сегнетоэлектрического перехода при уменьшении размеров наночастиц внедренного материала в пористую матрицу. Ранее такой существенный рост температуры фазового перехода не наблюдался в низкоразмерных сегнетоэлектрических системах. Авторы [4] предполагают связь такой картины с состоянием поверхности пор и типа среды, окружающей сегнетоэлектрическую мелкую частицу, поскольку в случае внедрения KDP в стекло или опал матрица из-за смачивания расплавом KDP может оказывать существенное влияние на поверхностную энергию и упругие напряжения на интерфейсе «внедренный материал-матрица».

Исследуемые НКМ были изготовлены в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург) на основе пористых боросиликатных и железосодержащих щелочно-боросиликатных стекол с внедренным в поры $(1-x)\text{KH}_2\text{PO}_4 - (x)(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$ из водного раствора. Система пор в данных матрицах представляет собой трехмерную дендритную систему, их пористость достигает значений 40-50% от общего объема. Средний диаметр пор макропористых стекол составлял от 20 (5) до 60 нм соответственно. Твердые растворы с примесью ADP от 5 до 15% были внедрены в поры из водного раствора с помощью метода тройной рекристаллизации. Наряду с НКМ на основе макропористыми боросиликатными стеклами, мы исследовали НКМ на основе магнитных железосодержащих щелочно-боросиликатных стекол (магнитная примесь – магнетит Fe_3O_4 – образует наночастицы непосредственно в каркасе матрицы [5]) с идентичным заполнением.

Целью данной работы явилось изучение влияния примеси ADP на диэлектрический отклик и температуру ФП, а также влияние магнитного поля на НКМ на основе макропористых магнитных стекол.

В ходе работы были получены температурные зависимости диэлектрического отклика НКМ с концентрациями ADP 5 и 15% (рис. 1,а) (данные для НКМ с концентрацией ADP 0% приведены из работы [5]), из которых, путем аппроксимации был определен сдвиг температуры ФП в зависимости от концентрации ADP (РИС. 1,б). Четко видно, что температура ФП постепенно сдвигается в область низких температур и величина температурного гистерезиса ΔT_c уменьшается с увеличением процентной концентрации ADP.

Видно, что с увеличением концентрации ADP в твердом растворе разница между температурами ФП, полученными при охлаждении образца, практически сходит на нет при концентрации ADP 15 %. В то же время, при нагреве ситуация существенно отличается: разница температур, значительно уменьшившись при введении ADP в твердый раствор, по сути остается неизменной при дальнейшем повышении концентрации. Мы предполагаем, что за этим стоит два конкурирующих процесса – положительная объемная магнитострикция ($\sim 2 \cdot 10^{-5}$ [6]) и тепловое расширение матрицы (объемный коэффициент для боросиликатных стекол $\sim 0.9-1.5 \cdot 10^{-5}$), которые при охлаждении имеют противоположный эффект, а при нагреве – схожий.

Таким образом, получены и проанализированы диэлектрические данные НКМ на основе макропористых магнитных и немагнитных пористых стекол с внедренным из водного раствора KDP-ADP. Выявлен сдвиг температур сегнетоэлектрического ФП в зависимости от концентрации ADP во внедренном твердом растворе, а также различный характер изменения температуры ФП в НКМ на основе магнитных пористых стекол при нагреве и охлаждении в условиях приложения внешнего магнитного поля. Полученная информация поможет уточнить фазовую диаграмму данного твердого раствора в ограниченной геометрии в области малых концентраций ADP, а также прояснить роль упругих напряжений на сдвиг температуры фазового перехода.

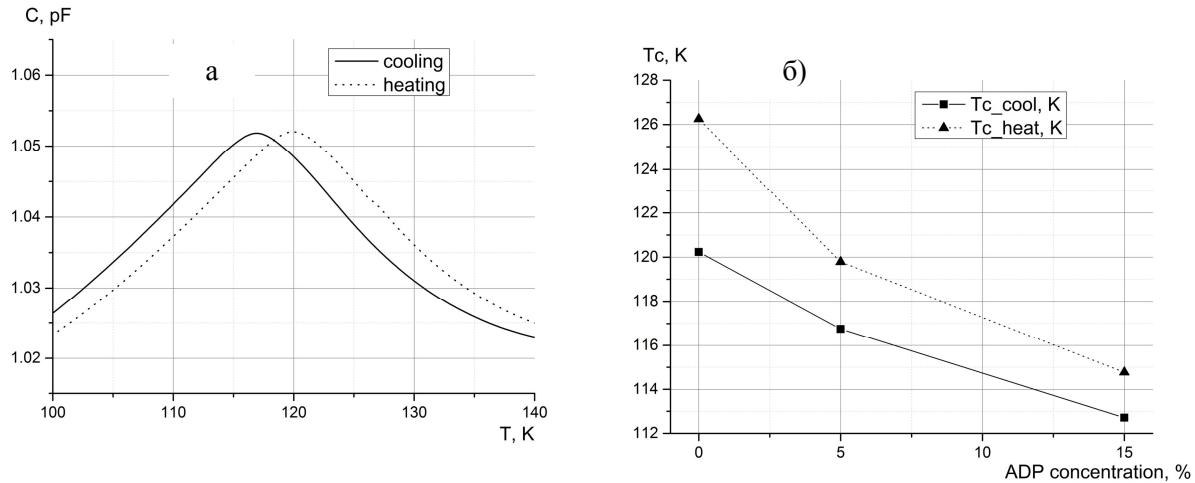


Рис. 1. а) Температурная зависимость емкости НКМ на основе макропористого боросиликатного стекла с внедренным твердым раствором KDP-ADP (процентное содержание ADP 5%) в цикле «нагрев-охлаждение». б) Концентрационная зависимость температур ФП НКМ на основе макропористого боросиликатного стекла с внедренным твердым раствором KDP-ADP при нагреве и охлаждении.

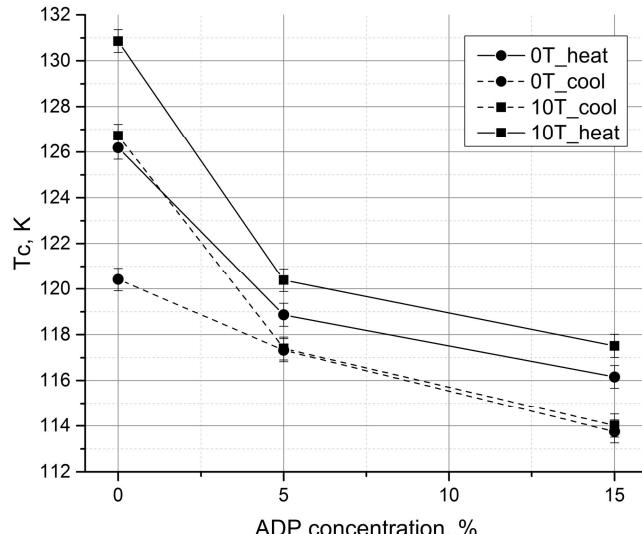


Рис. 2. Концентрационная зависимость температур ФП НКМ на основе макропористого магнитного железосодержащего щелочно-боросиликатного стекла с внедренным твердым раствором KDP-ADP при нагреве и охлаждении в условиях приложения внешнего магнитного поля до 10 Т и без него.

-
1. Kumzerov, Y., Vakhrushev, S. Nanostructures within porous material // Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology. – 2003. – V. 10. – P. 1-39.
 2. Naberezhnov, A.A. Physical phenomena in electrical and conductive functional nanostructures based on porous matrices [in russian]. – Saint-Petersburg: Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, 2015. – 213 p.
 3. Korotkov L.N., Shuvalov L.A. Transitions to the relaxor and dipole-glass states in mixed crystals of the potassium dihydrogen phosphate family // Crystallography reports. 2004. V. 49. Is. 5. P. 832-842.

4. Colla E.V., Fokin A.V., Koroleva E.Yu., Kumzerov Yu.A., Vakhrushev S.B., Savenko B.N. Ferroelectric phase transitions in materials embedded in porous media // Nanostructured materials. 1999. V. 12. P. 963-966.
5. Koroleva E., Naberezhnov A., Nizhankovskii V., Vanina P., Sysoeva A. The effect of magnetic field on the ferroelectric phase transition in KH_2PO_4 nanoparticles embedded in magnetic porous glass // Technical Physics Letters. 2015. V. 41. Iss. 10. P. 981-983.
6. Королева Е.Ю., Набережнов А.А., Нижанковский В.И., Поречная Н.И. Магнитострикция и намагниченность железосодержащих стекол. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 2 (170). С. 144-148.

УДК 538.9

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ ЦЕОЛИТА СЕМЕЙСТВА ПЕНТАСИЛ

В.О. Волков, О.А. Агапитова

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

В процессах современной нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности широко используются катализаторы на основе цеолитов. Проведенные за последние 20 лет исследования, доказывают, что цеолитные катализаторы на основе высокремнеземных цеолитов (ВКЦ) типа пентасил представляют собой очень перспективный класс катализаторов для процессов получения высокооктановых бензинов. Для изучения структуры и последующей классификации цеолитов широко используются методы рентгеноструктурного анализа (РСА), рентгенофазового анализа (РФА) и ИК-спектроскопии. В статье предоставлена информация о результатах исследования синтезированных цеолитов семейства пентасил с помощью рентгеноструктурного анализа.

Ключевые слова: цеолит, ZSM-5, рентгеноструктурный анализ, метод наименьших квадратов.

X-RAY STRUCTURAL ANALYSIS OF THE PENTASIL FAMILY OF ZEOLITE

Catalysts based on zeolites are widely used in the processes of the modern oil refining and petrochemical industry. Studies carried out over the past 20 years prove that zeolite catalysts based on silica-free zeolites (PKCs) such as pentasil represent a very promising class of catalysts for the processes of obtaining high-octane gasolines. To study the structure and subsequent classification of zeolites, methods of X-ray diffraction analysis (XRD), X-ray phase analysis (XRD) and IR spectroscopy are widely used. The article provides information on the results of studies of synthesized zeolites of the pentasil family using X-ray diffraction analysis.

Key words: zeolite, ZSM-5, X-ray structural analysis, method of latest squares.

Цеолиты обладают уникальными свойствами. Это вещества, обладающие микропорами. Кристалличность обеспечивает механическую и химическую стабильность цеолитов, одинаковый и контролируемый размер пор, каналов, полостей. Это свойство определяет использование цеолитов в ка-

честве молекулярных сит, адсорбентов, детергентов. Широко варьируемый химический состав цеолитов позволяет модифицировать физико-химические свойства материалов в заданном направлении.[1] Размер цеолитных полостей не превышает 2 нм. Физико-химические, химические свойства веществ могут существенно меняться при нахождении в условиях конфайнмента – заключении молекул вещества в порах, сопоставимых по размеру с размером самих молекул. Структурный каркас цеолита со специфическим расположением дефектов и активных химических центров может служить матрицей для проведения направленных химических реакций. Цеолиты все чаще используют в качестве катализаторов.[2]

Использование различных катализаторов на основе цеолитов является неотъемлемой частью современной нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности. Многие работы, проведенные за последние 20 лет в России и за рубежом, доказывают, что цеолитные катализаторы на основе ВКЦ типа пентасил представляют собой очень перспективный класс катализаторов для процессов получения высокооктановых бензинов. Одним из наиболее важных представителей семейства цеолитов является цеолит типа MFI (Mobil five), впервые синтезированный в фирме «Mobil Research and Development Corporation» в начале 60-ых годов XX века. В настоящее время установлено, что цеолиты могут служить катализаторами для многих процессов превращения углеводородов, протекающих по кислотно-основному механизму.

Повышенный интерес проявляется к пентасилам – ВКЦ типа ZSM (Zeolit of Socony Mobil) с высоким содержанием Si в кристаллической решетке. Такой интерес вызван тем, что цеолиты данного семейства являются очень перспективными катализаторами для процессов конверсии углеводородного сырья в ВОК. Из семейства цеолитов пентасил наиболее подробно изучены и описаны цеолиты типа ZSM-5 [3] которые проявляют особые катализитические свойства.

Отличительной особенностью цеолитов типа ZSM является очень малое содержание алюминия. Таким образом, содержание кремния велико, что делает данные цеолиты гидрофобными и высоко термически стабильными.

Фазовый состав образцов определен методом рентгеновской дифрактометрии, съемка выполнялась на дифрактометре ДРОН-3М на CuK_α – излучении с Ni- фильтром, длина рентгеновского излучения $\lambda = 1.54\text{\AA}$. Образец помещался в кювету. Кювета с помощью держателя фиксировалась на гониометре.

В табл. 1 представлен элементный состав цеолитов, выбранных для исследования.

Таблица 1

Элементный состав цеолитов (по данным силикатного анализа АмурКНИИ)

№ образца	Содержание, масс %			Силикатный модуль * M _{Si}	$\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$	$\text{SiO}_2/\text{Fe}_2\text{O}_3$	Si/Al	Si/Fe	Al/Fe
	SiO_2	Al_2O_3	Fe_2O_3						
1**	90.9	0.73	3.72	49.8	211.7	65.2	423.4	130.3	0.31
2**	87.4	1.56	1.17	64.4	95.2	199.2	190.5	398.4	2.09

*M – силикатный модуль; образец № 1 – НВКЦ ГМДА $\text{Fe}_2\text{O}_3 - 3.18\%$ ср.сл. t=1079 часов; образец № 2 – НВКЦ Fe-0.41% карбамид $t_{\text{синтез}}=48$ часов.

Режим работы дифрактометра автоматический. Скорость перемещения детектора составляла 1°/мин для фазового анализа, ¼°/мин для определения параметров ячейки, скорость протяжки ленты самописца – 720 мм/ч. Катодное напряжение 30 кВ, ток в трубке 25 мА, постоянная времени 2.5 с, скорость счета импульсов $1 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Положение пика определено методом центроида. Межплоскостные расстояния и относительные интенсивности рассчитаны по стандартной методике. Предварительным этапом в определении параметров является индицирование рентгенограмм, т. е. вычисление индексов интерференции (сим-

волов дифракционных максимумов). Расчет параметров элементарной ячейки, определение типа ячейки Бравэ и пространственной группы симметрии выполнено по программам с использованием формул структурной кристаллографии.[4]

Полученные данные сопоставлены с данными международной рентгенометрической картотеки ASTM-JCPDS [5].

Из полученных данных следует, что структура синтезированных образцов соответствует структуре цеолита типа ZSM-5. ZSM-5 – цеолит (Z) фирмы Сокони (S) Мобил (M) 5-й модификации. Основным элементом структуры является фрагмент из пяти- и шестичленных колец из Si/Al-тетраэдров. Сочетание колец образует цепочки, составляющие слои. При этом образуется система каналов: прямые с сечением 5,4x5,6 Å, и зигзагообразные с сечением 5,1x5,5 Å.

Были определены параметры ячейки Бравэ (таблица 2). Установлено, что замещение Al на Si существенно не влияет на параметры ячейки Браве [5].

Таблица 2. Параметры элементарной ячейки цеолитов

№	1	2	ZSM-5
a±Δa, Å	20.4±0.05	19.9±0.05	19.9±0.05
b±Δb, Å	20.1±0.05	20.1±0.05	20.1±0.05
c±Δc, Å	13.3±0.05	13.4±0.05	13.4±0.05

Установлено, что синтезированные цеолиты относятся к структурному типу ZSM-5 (семейство пентасил), элементарная ячейка принадлежит ромбической сингонии с параметрами a = 20,4 Å, b = 20,1 Å, c = 13,3 Å и a = 19,9 Å, b = 20,1 Å, c = 13,4.

1. Бушуев, Ю.Г. Цеолиты. Компьютерное моделирование цеолитных материалов. – Иваново: Ивановский гос. химико-технол. ун-т, 2011. – 104 с.
2. Хомяков, И.С. Превращение бензиновой фракции в высокооктановые компоненты бензина на модифицированных цеолитных катализаторах: Дис. ... канд. хим. наук. — Томск, 2014. — 135 с.
3. Коваль, Л.М., Коробицына ,Л.Л., Восмериков, А.В. Синтез, физико-химические и каталитические свойства высококремнеземных цеолитов – Томск: Томский гос. ун-т, 2001. – 50 с.
4. Lassiananti, Magdalena. Synthesis, characterization and properties of zeolite films and membranes // Micropores and Mesopores Materials. – 2001. – P. 25-63.
5. Агапятова, О.А. Структурный аспект физико-химических свойств In-, Ga-BK цеолитов: Дис. ...канд. физ.-мат. наук. – Благовещенск, 2007. – 104 с.

СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ TiO_2 РАЗНОЙ МОРФОЛОГИИ

Н.А. Карпович

Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

Методом сольвотермального синтеза получены нанокристаллы TiO_2 различной формы: сферические частицы диаметром до 10-15 нм, кубические частицы с размером рёбер 25-30 нм и нанопроволоки диаметром 50-100 нм и длиной более 100 мкм. Установлено, что на морфологию частиц TiO_2 влияет тип растворителя, а их кристалличность и размер частиц зависит от температуры и времени синтеза. Фазовый состав и геометрические параметры конечного продукта определены методами ПЭМ и РФА.

Ключевые слова: наночастицы, оксид титана (IV), анатаз, сольвотермальный синтез.

SYNTHESIS OF TiO_2 NANOPARTICLES OF DIFFERENT MORPHOLOGIES

TiO_2 nanocrystals with different morphology were obtained by solvothermal method: spherical particles with a diameter of 10-15 nm, particle size of the cubic edges 25-30 nm and nanowire diameter 50-100 nm and lengths greater than 100 microns. It is found that morphology of TiO_2 particles is determined by the type of solvent, and their crystallinity and size depend on the temperature and time of synthesis. Structural and the geometrical parameters of the final products are determined by the TEM and XRD method.

Key words: Nanoparticles, titanium (IV) oxide, anatase, solvothermal synthesis.

Материалы на основе TiO_2 характеризуются высокой химической стабильностью, широким спектром оптического пропускания, охватывающим почти весь видимый и ближний ИК-диапазон, высоким значением диэлектрической проницаемости и одним из рекордно-высоких для простых оксидов показателем преломления. В современное время активно исследуются фотокатализитические свойства оксида титана в реакции разложения воды на водород и кислород под действием солнечного излучения, а также в реакциях разложения некоторых органических соединений [1]. Кроме того, наноматериалы из оксида титана демонстрируют хорошо известные квантовые эффекты, которые находятся в зависимости от размера, формы и структуры частиц, так же как и оптические, электронные и тепловые свойства. TiO_2 наноматериалы активно применяют, используя их фотокатализитические и фотоэлектрические свойства как сенсоры, и для хранения водорода [2]. Такой устойчивый интерес к использованию TiO_2 говорит о том, что эти материалы играют, и будут продолжать играть важную роль в защите окружающей среды и в поиске возобновляемых и экологически чистых энергетических технологий.

На сегодняшний день наночастицы оксида титана TiO_2 получают с различной морфологией, в основном это нанотрубки, нанопровода, наностержни и мезопористые структуры [3]. В последние

годы для получения наночастиц TiO_2 используют такие методы, как гидротермальный, сольвотермический, золь-гель, методы прямого окисления, химическое осаждение из паровой фазы (CVD), электроосаждение, сонохимический и микроволновой метод [4, 5]. К сожалению, существующие методы синтеза не позволяют контролировать размеры частиц наnanoуровне, поэтому до настоящего момента не определены оптимальные размеры и морфология частиц TiO_2 , на которых наблюдается наибольшая фотокаталитическая активность. Таким образом, основной задачей настоящего исследования является выявление условий синтеза нанокристаллов TiO_2 различной геометрии, гомогенного гранулометрического состава с узким распределением частиц по размерам и исследование морфологии конечного продукта.

Синтез наночастиц TiO_2 гидротермальным и сольвотермальным методом проводили в стальном автоклаве с тефлоновым вкладышем объёмом 50 мл [6]. В качестве прекурсора TiO_2 был использован тетраизопропилат титана. Автоклавный процесс проводили при 100°C в течение 24 ч при температуре 140°C, при различной длительности изотермической выдержки. Для сольвотермального метода, смесь тетраизопропилата титана, толуола и олеиновой кислоты, взятых в соотношении 1:10:5 выдерживали в автоклаве при температуре 250°C в течение 24 ч. Полученные порошки промывали этанолом, а затем высушивали при 60°C. Для синтеза нанопроволок TiO_2 сферические наночастицы TiO_2 размером 20-40 нм, полученные гидротермальным методом, заливали водно-спиртовым раствором NaOH. Смесь выдерживали в автоклаве 48 ч при температуре 170°C. Далее продукты синтеза, промытые слабым раствором соляной кислоты и дистиллированной водой, высушивали при температуре 60°C в течение суток.

Структуру и фазовый состав наночастиц TiO_2 изучали с использованием просвечивающего электронного микроскопа Zeiss Libra-120. Состав промежуточных и конечных фаз устанавливали методом рентгенофазового анализа (РФА) на дифрактометре ДРОН-7 с $\text{CuK}\alpha$ излучением.

На рис. 1 представлены ПЭМ-изображения наночастиц TiO_2 , синтезированных при разных условиях. Электронная дифракция оксидных частиц представляет собой наложение соосных колец, межплоскостные расстояния которых соответствует фазе анатаза (ASTM: 21-1272). Оксид титана, полученный выдержкой смеси в автоклаве при температуре 100°C в течение 24 ч и при 80°C еще 24 ч, образован частицами округлой формы, диаметр которых варьируется в пределах 10-100 нм.

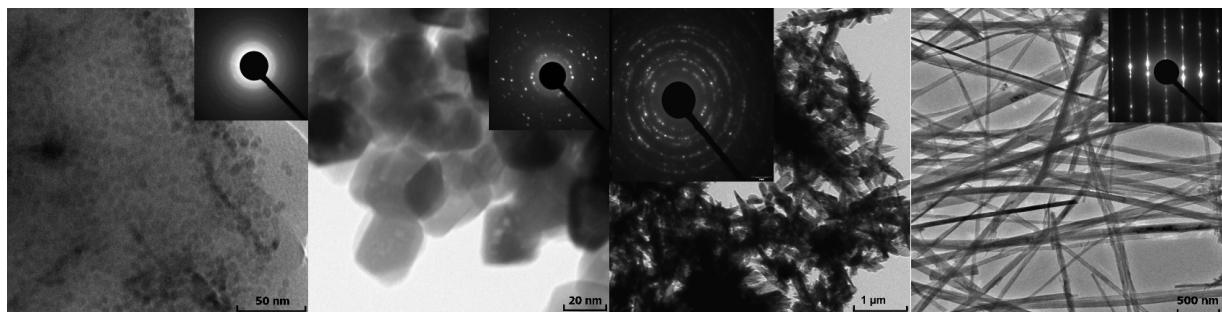


Рис. 1. Кристаллы TiO_2 синтезированные автоклавным синтезом при разных условиях с дифракциями.

В присутствии олеиновой кислоты достигается как высокая кристалличность частиц кубической формы, так и их узкое распределение частиц по размерам. Анализ дифракций позволил установить, что рост нанопроволок происходит в направлении [100]. По результатам РФА определили, что промежуточной фазой, которая формируется в процессе синтеза нанопроволок в автоклаве, при взаимодействии TiO_2 со спиртовым раствором гидроксида натрия, является $\text{Na}_2\text{Ti}_6\text{O}_{13}$ (ASTM: 14-277). В автоклаве под воздействием спиртового раствора NaOH связи $\text{Ti}-\text{O}-\text{Ti}$ разрушаются и формируются связи $\text{Ti}-\text{O}-\text{Na}$ и $\text{Ti}-\text{OH}$. В процессе промывки материала водным раствором соляной кислоты образование новых $\text{Ti}-\text{O}-\text{Ti}$ связей сопровождается формированием слоистых и чешуйчатых структур.

Вследствие дегидратации Ti–OH связей под воздействием водного раствора HCl, образуются связи Ti–O–Ti или водородные связи Ti–O–H–O–Ti. Длина связи между соседними атомами титана на поверхности уменьшается. Это приводит к сгибанию слоев и соединению противоположных концов слоя, что ведет к формированию стержневидной структуры. На поверхности нанопроволок обнаружена аморфная углеродная пленка, обусловленная использованием тетраизопропанола титана в качестве прекурсора для получения наносфер оксида титана.

Методом автоклавного синтеза получены наночастицы TiO₂ разной морфологии. Выявлено влияние условий синтеза на форму частиц. При выдержке реагентов в водных растворах при 80-140°C формируются частицы округлой формы (10-100 нм), увеличение времени выдержки способствует образованию однородных по размеру и хорошо закристаллизованных наносфер. Нанопроволоки TiO₂ формируются при обработке раствором соляной кислоты титанатов натрия, полученных взаимодействием наносфер оксида титана со спиртовым раствором щелочи в автоклаве в течение 48 ч при температуре 170°C.

-
1. Osterloh, F.E. Inorganic materials as catalysts for photochemical splitting of water // Chem. Mater. – 2008. – V. 20. – P. 35-54.
 2. Xiaobo, Chen, Mao, S.S. // Titanium Dioxide Nanomaterials: Synthesis, Properties, Modifications, and Applications. Chem. Rev. – 2007. – V. 107. – P. 2891-2959.???????
 3. Chen, X., Mao, S.S. Titanium Dioxide Nanomaterials: Synthesis, Properties, Modifications, and Applications // Chemical Reviews. 2007. V. 107. №7. P. 2891-2959.
 4. Lee, Chanwoo, Kim, Inpyo, Choi, Wonsup, Shin, Hyunjung, Cho, Jinhan. Resistive switching memory devices composed of binary transition metal oxides using sol-gel chemistry // Langmuir. – 2009. – V. 25. – №. 8. – P. 4274-4278.
 5. Sugimoto, T., Zhou, X., Muramatsu, A. Synthesis of uniform anatase TiO₂ nanoparticles by gel–sol method. 3. Formation process and size control // J. of Colloid and Interface Science. – 2003. – V. 259. – P. 43–52.
 6. Karpovich, N.F., Korolkov, I.V., Makarevich, K.S., Pugachevsky, M.A., Shtarev, D.S., Syuy, A.V., Atuchin, V.V. Hydrothermal synthesis of anatase nanocrystals // Proceedings of International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnology and Electron Devices. – 2012. – P. 5-8.

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ
С ПОСТОЯННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В МОНОКРИСТАЛАХ
БОРАТА ЖЕЛЕЗА И ОРТОФЕРРИТА ИТТРИЯ**

О.Ю. Комина, М.Е. Адамова, Е.А. Жуков, А.В. Каминский

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Исследована динамика доменных границ (ДГ) в борате железа и ортоферритите иттрия при воздействии постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно направлениям магнитных моментов доменов. Движение ДГ вызвано переменным магнитным полем; отдельно для бората железа движение ДГ было индуцировано изгибными колебаниями образца.

Ключевые слова: борат железа, ортоферрит иттрия, слабые ферромагнетики, доменная граница, изгибные колебания.

**INTERACTION OF MOVING DOMAIN WALLS WITH A CONSTANT MAGNETIC FIELD
IN IRON BORATE AND YTTRIUM ORTOFERRITE MONOCRYSTALS**

The present paper deals with the experimental investigation of domain wall (DW) dynamics in iron borate and yttrium orthoferrite single crystals with an external magnetic field oriented perpendicularly to the magnetic momentum of domains. DWs' motion was caused by an alternating magnetic field. For iron borate crystal we additionally considered the case, when the DW oscillation is caused by flexural vibration of the sample.

Key words: iron borate, yttrium orthoferrite, weak ferromagnets, domain wall, bending vibrations.

Введение

Слабые ферромагнетики борат железа (FeBO_3) и ортоферрит иттрия (YFeO_3) в силу своих отличительных свойств можно рассматривать как подходящие материалы для создания на их основе запоминающих устройств. Концепция таких устройств, основанных на управляемом движении доменов, описана, например, в [1]. Выбранные кристаллы, помимо прозрачности в видимой области спектра (630 нм для YFeO_3 и 520 нм для FeBO_3), отличает высокая скорость перемагничивания – скорости движения ДГ достигают 14 км/с для FeBO_3 и 20 км/с для YFeO_3 . Достаточно высокие температуры Нееля для этих кристаллов обеспечивают их использование при комнатных температурах. На динамику ДГ в ферромагнетиках сильно влияет анизотропия, как естественная кристаллическая, так и искусственно наведенная [2, 3]. Анизотропия, возникающая вследствие ограничивающих поверхностей (пленки, нити) не только влияет на подвижность ДГ [3], но также может стабилизировать ее движение [4]. Анизотропия, вызванная приложенным упругим напряжением [5] или постоянным магнитным полем в плоскости магнитных моментов [6] способствует дополнительному эффекту стабилизации доменной структуры. В [7] были получены зависимости скорости ДГ от продвигающего магнитного поля в постоянном плоскостном магнитном поле для пленки железо-иттриевого граната. Согласно результатам данных работ в этих случаях происходит стабилизация доменной структуры и, как следствие, возрастание скорости ДГ.

1. Описание эксперимента

Динамика ДГ в FeBO_3 и YFeO_3 исследуется с помощью магнито-оптического эффекта Фарадея. В качестве источников излучения использовались ксеноновая лампа (для YFeO_3) и лазерный диод с $\lambda = 532$ нм (для FeBO_3). Постоянным магнитом с размерами много больше размеров образца создавалось постоянное магнитное поле в плоскости, перпендикулярной направлениям магнитных моментов образцов. Величина поля регулировалась расстоянием от магнита до образца.

1.1. Движение ДГ под действием переменного магнитного поля

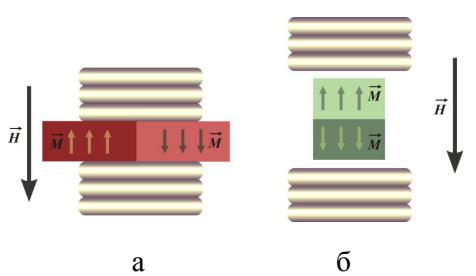


Рис. 1. Схема приложения продвигающего магнитного поля для исследования динамики ДГ в YFeO_3 (а) и в FeBO_3 (б).

Колебание ДГ относительно положения равновесия вызывалось переменным магнитным полем, создаваемым катушками синусоидального тока. Отклонение ДГ регистрировалось с помощью микроскопа и цифровой камеры.

В эксперименте использовались образец YFeO_3 толщиной 100 мкм с наклеенными на обе стороны катушками диаметром 7 мм (рис. 1, а), и образец FeBO_3 толщиной 100 мкм и размерами 2x1 мм, помещенный между катушками согласно схеме (рис. 1, б). Таким образом, в обоих случаях создаваемое катушками переменное магнитное поле было параллельно направлениям магнитных моментов доменов кристаллов. Амплитуды создаваемого

магнитного поля не превышали 37 Э для YFeO_3 и 5 Э для FeBO_3 . В этом случае наблюдаемые скорости ДГ много меньше скоростей звука в этих кристаллах.

1.2. Движение ДГ в поле упругой волны

Ранее [8] было показано, что движение ДГ в пластине ортоферрита иттрия сопровождается генерацией упругих волн. Имеет место и обратный эффект – согласно теории [9] за счет изменения энергии ДГ при ее взаимодействии с упругой волной возникает дрейф ДГ в поле упругой волны.

В эксперименте образец FeBO_3 закреплялся на поверхности пьезоэлемента таким образом, чтобы свободный край образца мог совершать изгибные колебания. Было обнаружено, что изгибные колебания образца вызывают колебания ДГ. Подробное описание методики эксперимента представлено в [10].

Результаты

На рис. 2 (а) представлены полученные в результате эксперимента зависимости амплитуды скорости доменной границы V_m в кристалле YFeO_3 от амплитуды синусоидального магнитного поля H_m частотой 1 МГц.

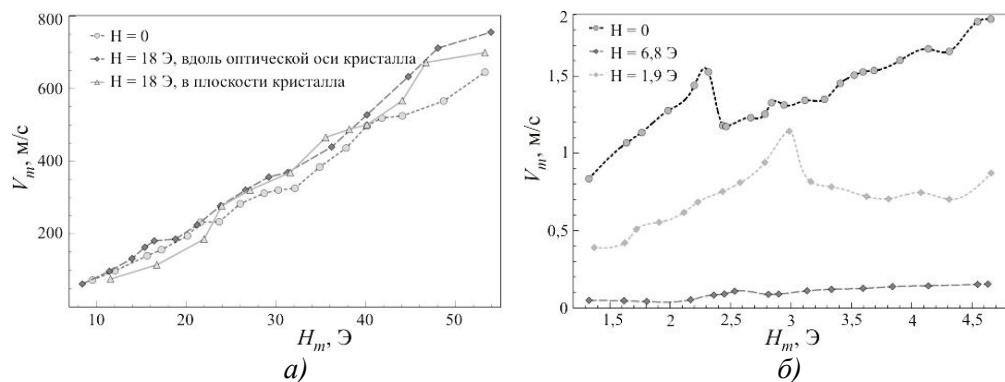


Рис. 1. Зависимости $V_m(H_m)$ в YFeO_3 (а) и в FeBO_3 (б).

Постоянное магнитное поле ориентировано в направлении движения ДГ параллельно плоскости кристалла и под углом $\alpha \approx 50^\circ$ – вдоль оптической оси кристалла.

Аналогичная зависимость $V_m(H_m)$ для FeBO₃ представлена на рис. 2 (б). Постоянное магнитное поле H приложено в плоскости кристалла, перпендикулярно продвигающему полю. Частота продвигающего поля $f=10$ кГц.

Для FeBO₃, когда в движение ДГ возбуждается изгибными колебаниями образца, была снята зависимость амплитуды смещения ДГ A_m (пропорциональна амплитуде скорости ДГ) от амплитуды изгибных колебаний образца U_m в присутствии постоянного магнитного поля H . Частота изгибных колебаний 34.3 кГц.

Из графика 2 (а) наблюдается увеличение скорости ДГ при приложении постоянного магнитного поля. При этом вид зависимости $V_m(H_m)$ не изменяется. Для FeBO₃ из рис. 2 (б) наблюдается уменьшение скорости ДГ при приложении постоянного магнитного поля, однако возникает эффект стабилизации ДГ – характерные особенности на графике $V_m(H_m)$ смещаются в область больших значений продвигающего поля.

Из рис. 3 следует, что постоянное магнитное поле при возбуждении движения ДГ упругими колебаниями так же приводит к стабилизации доменной структуры и помимо этого наблюдается увеличение скорости ДГ.

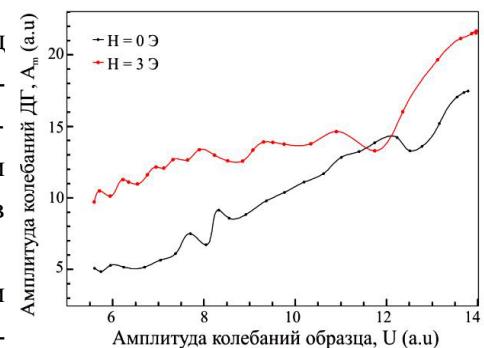


Рис. 3. Зависимость $A_m(U_m)$ для FeBO₃.

-
1. You, C.Y. Concept of the field-driven domain wall motion memory //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – Т. 321. – №. 7. – С. 888-890.
 2. Hillebrands, B., Ounadjela, K. (ed.). Spin dynamics in confined magnetic structures I. – Springer Science & Business Media, 2003. – V. 83.
 3. Volkov, V.V., Bokov, V.A. Domain wall dynamics in ferromagnets //Physics of the Solid State. – 2008. – Т. 50, №. 2. – С. 199-228.
 4. Varga, R. et al. Supersonic domain wall in magnetic microwires //Physical Review B. – 2007. – V. 76, №. 13. – P. 132406.
 5. Strugatsky, M.B., Yagupov, S.V. Effect of pressure on magnetic state of iron borate //Funct. Mat. – 2002. – V. 9.
 6. Chetkin, M.V. Kurbatova ,Yu.N., Shapayeva, T.B. Dynamics of domain walls in iron-garnet films on a large planar magnetic fields //Solid State Physics. – 2010. – V. 52, №. 9. – С. 1795.
 7. Shapaeva, T.B., Murtazin, R.R., Ekomasov E.G. Dynamics of domain walls under the action of pulse and gradient magnetic fields in rare-earth orthoferrites //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2014. – V. 78, №. 2. – P. 88-91.
 8. Kuz'menko, A.P. et al. Magneto-elastic resonant phenomena at the motion of the domain wall in weak ferromagnets //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2007. – V. 310, №. 2. – P. 1610-1612.
 9. Герасимчук, В.С., Шитов, А.А. Динамика доменных границ в легкоплоскостном магнетике в поле звуковой волны // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, №. 1. – С.119-123.
 10. Zhukov, E.A. et al. Interaction of moving domain walls with constant magnetic fields in iron borate and yttrium orthoferrite single crystals //Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto-and Microelectronics. – International Society for Optics and Photonics. – 2016. – P. 101760Q-101760Q-9.

МИКРОТВЕРДОСТЬ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ АМОРФНЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

А.В. Кошкарев, Г.С. Крайнова, А.М. Фролов, В.В. Ткачев, С.В. Должиков

Дальневосточный федеральный университет (г. Владивосток)

Методами сканирующей электронной микроскопии и измерения микротвердости по Виккерсу проведена диагностика однородности структуры многокомпонентных спиннингованных лент на основе железа. Изучена температурная зависимость микротвердости и ее корреляция со структурными превращениями в аморфных металлических сплавах.

Ключевые слова: аморфные спиннинговые ленты, микротвердость, структурная релаксация.

MICROHARDNESS OF MULTICOMPONENT AMORPHOUS ALLOYS BASED ON IRON

Scanning electron microscopy and Vickers microhardness measurements were used to diagnose the homogeneity of the structure of multicomponent spinning ribbons based on iron. The temperature dependence of microhardness and its correlation with structural transformations in amorphous metal alloys are studied.

Key words: amorphous spinning bands, microhardness, structural relaxation.

Интенсивные разработки в области наноструктурного материаловедения сопровождаются широким изучением прочности аморфных и аморфно-кристаллических материалов. Следует отметить, что на сегодняшний день не существует единых представлений о механизме деформации аморфных сплавов, что связано с одной стороны, со сложной структурной моделью аморфных сплавов, с другой – изменением их структуры и свойств, вследствие структурной релаксации [1, 2].

Целью данной работы является изучение микротвердости, а также установление температурной зависимости микротвердости и ее корреляции со структурными превращениями многокомпонентных аморфных сплавов на основе железа различного состава.

В работе исследовались сплавы, полученные быстрой закалкой на вращающийся диск, двух видов. К первому относятся промышленно выпускаемые сплавы – 2НСР, 24КСР, 71КНСР (табл. 1). Второй – это сплавы состава Fe₅Co₅₈Ni₁₀Si₁₁B₁₆, полученные на установке Melt Spinner SC, при различных режимах спиннингования (табл. 2).

Измерения микротвердости сплавов производились на микротвердомере Shimadzu HMV-G методом Виккерса (ГОСТ 9450 – 76). Длина диагоналей измерялась с помощью сканирующего электронного микроскопа Carl Zeiss Cross Beam 1540XB.

Спиннинговые ленты на основе железа были подвергнуты изотермическому отжигу от комнатной температуры до 500°C с интервалом 100°C при низких и 50°C при высоких температурах. При каждой температуре образец выдерживался в течение 30 мин. Фазовый состав контролировался на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE с использованием CuK_α – излучения. Параллельные иссле-

дования с использованием дифференциального сканирующего калориметра DSC-60 позволили отследить характер процессов структурной релаксации сплавов при нагреве.

Таблица 1

Составы и основные характеристики исследованных спиннинговых лент

№	Сплав		Толщина Н, мкм	Ширина, мм	Микротвердость (HV)	Глубина проникновения индентора (мкм)
	Состав	Обозначение по ГОСТу				
1	Fe ₇₅ Ni ₂ Si ₁₀ B ₁₃	2НСР	30,5	9,2	908,47	2,04
3	Fe ₆₂ Co ₁₈ Si ₆ B ₁₄	24КСР	30	1,9	929,56	2,02
5	Fe ₅ Co ₅₈ Ni ₁₀ Si ₁₁ B ₁₆	71КНСР	34	10	957,31	1,98

Таблица 2

Технологические параметры получения сплава Fe₅Co₅₈Ni₁₀Si₁₁B₁₆

№ плавки	Температура расплава (°C)	Зазор между соплом тигля и барабаном (мм)	Частота вращения барабана (Гц)	Давление газа в камере (мбар)	Давление в тигле (мбар)	Толщина, мкм
2	1420	0,25	50	300	500	22,1±3
6	1430	0,15	40	50	250	22,9±1
9	1420	0,15	50	50	350	19,3±0,5
12	1420	0,15	35	50	200	21,1±4,5

В табл. 1 приведены значения микротвердости для сплавов в исходном состоянии. Минимальное значение, в единицах HV (относительная ошибка ~ 2%), имеет сплав 2 НСР. Добавление Со в «железные» сплавы приводит к увеличению микротвердости.

Наибольшим значением HV имеет сплав сложного химического состава 71 КНСР. Следует отметить, что в исходном состоянии все сплавы являются рентгеноаморфными.

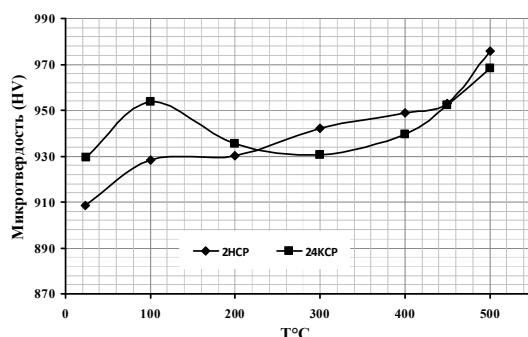


Рис. 1. Температурная зависимость микротвердости спиннинговых лент 2НСР и 24 КСР.

объема, сопровождающегося увеличением плотности материала. Уменьшение концентрации избыточного объема существенно влияет на механические свойства и приводит к плавному возрастанию микротвердости. Образование нанокристаллической структуры приводит к упрочнению сплавов.

Отметим: плавка № 9 обладает минимальной шероховатостью поверхности (табл. 2). Данные, полученные после микроиндейтирования, показывают также, что данный образец имеет высокие механические свойства.

Согласно этим результатам мы можем рекомендовать условия получения образца плавки № 9, как оптимальные для получения аморфных спиннинговых лент сплава Fe₅Co₅₈Ni₁₀Si₁₁B₁₆ с высокой твердостью и однородной морфологией поверхностей раздела.

Таким образом, на микротвердость спиннингованных лент оказывает влияние как элементный состав, так и режимы их получения.

-
1. Крайнова, Г.С., Невмержицкий, В.И., Фролов, А.М., Писаренко, Т.А., Юдин, В.В. Влияние процессов структурной релаксации на структуру, магнитные и электрические свойства спиннингованных лент на основе железа // Изв. РАН. Серия физическая – 2010. – Т. 74, № 5. – С. 747-749.
 2. Kotvitckii, A., Kraynova, G., Frolov, A. Changes of structure and magnetic properties of Fe₆₆Co₂₄Si₃B₇ amorphous alloy under heat treatment // Advanced Materials Research. – 2013. – V. 718-720. – P. 42-46.
 3. Котвицкий, А.Н., Крайнова, Г.С., Фролов, А.М., Иванов, В.А., Кучма, А.С. Влияние отжига на магнитные характеристики спиннингованных лент на основе железа // Изв. РАН. Серия физическая. – 2015. – Т. 79, № 6. – С. 795-799.
 4. Kotvitckii, A., Kraynova, G., Frolov, A., Ivanov, V., Plotnikov, V. Influence of Fe-Co ratio and ni,cr dopants on structural evolution of metallic amorphous alloys // Solid State Phenomena. – 2014. – V. 215. – P. 179-184.

УДК 537.226

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРИОРИТЕТНЫХ АДСОРБЕНТОВ МОЛЕКУЛЫ 3,4-БЕНЗПИРЕНА

Т.А. Меределина, Л.П. Карапуза

Благовещенский государственный педагогический университет (г. Благовещенск)

Дан сравнительный анализ механизмов адсорбции и десорбции молекул 3,4-бензпирена различными сорбентами. Показано, что высокодисперсные, модифицированные, обладающие π-π взаимодействиями сорбенты обладают наилучшей способностью распознавать и удерживать канцерогенные молекулы 3,4-бензпирена.

Ключевые слова: адсорбция, десорбция, квазилинейчатый спектр.

COMPARATIVE ANALYSIS OF PRIORITY ADSORBENTS OF MOLECULES 3,4-BENZPIRENA

A comparative analysis of the adsorption and desorption mechanisms of 3,4-benzpyrene molecules by various sorbents is given. It is shown that highly dispersive, modified, π-π interacting sorbents possess the best ability to recognize and retain carcinogenic molecules of 3,4-benzpyrene.

Key words: adsorption, desorption, sorbent, quasilinear spectrum.

Источники загрязнения окружающей среды полихромическими ароматическими углеводородами (ПАУ) имеют антропогенный характер. Основными источниками ПАУ являются продукты неполного сгорания органического топлива. Наибольшую канцерогенную активность имеет один из производных бензпирена – 3,4-бензпирен, который является наиболее приоритетным для определения степени канцерогенного загрязнения. В настоящее время учеными ведется поиск новых сорбентов с повышенной способностью распознавать супертоксиканты и эффективными механизмами их удерживания.

Статья посвящена сравнению механизмов адсорбции и десорбции наиболее эффективных сорбентов по отношению к молекуле 3,4-бензпирена.

Исследования проводились по методу Шпольского [1]. Адсорбированные растворы замораживались в н-гексане при температуре жидкого азота, возбуждение флуоресценции происходило светом ртутно-кварцевой лампы ДРШ-250 с фильтром, выделяющим область спектра 3650 Å. Квазилинейчатые спектры флуоресценции регистрировались двухпризменным спектрографом ИСП-51 на фотопленке. Вследствие чего электронно-колебательные спектры излучения состояли не из широких полос, как в обычных условиях, а из серии узких спектральных линий. Определение концентрации растворов проводилось по сравнению интенсивностей спектров исследуемых образцов с интенсивностями спектральных линий головного мультиплета (0-0 переход) 3,4-бензпирена в н-гексановых эталонных растворах [2].

В течение последнего десятилетия в лаборатории спектрального анализа были изучены процессы адсорбции и десорбции молекулы 3,4-бензпирена адсорбентами четырех поколений. В таблице 1 представлены результаты исследования наиболее эффективных сорбентов, исходная концентрация 3,4-бензпирена составляла 10^{-3} моль/л.

Для сравнения в таблице помещены данные для активированного угля (АУИ), т.к. уголь исторически первым широко использовался как адсорбент.

Кристаллическая структура цеолитов природных и искусственных образована тетраэдрическими группами $SiO_{2/4}$ и $AlO_{2/4}$, объединёнными общими вершинами в трехмерный каркас, пронизанный полостями и каналами размером 2-8 ангстрем. Открытая каркасно-полостная структура цеолитов имеет отрицательный заряд, компенсирующийся противоионами (катионами металлов и др. ионов, введённых по механизму ионного обмена). В отличие от углей, кристаллы клиноптилолита обладают хорошо развитой внутренней поверхностью, такое строение позволяет цеолитам избирательно сорбировать молекулы, играя роль «молекулярной губки». Ионообменная емкость цеолитов – одно из основных параметров, характеризующих их сорбционные и технологические свойства.

Смекта – это алюмосиликат природного происхождения, который обладает выраженным адсорбирующим действием. В качестве активного компонента препарат содержит смектит диоктаэдрический. Если сравнивать механизмы адсорбции клиноптилолита и смектита, то видно, что смекта характеризуется не наличием пор, а присутствием большого числа отдельных микрочастиц, которые в основном и составляют активную поверхность адсорбции [3].

Синтез новых современных сорбентов по обнаружению, выделению и удержанию ПАУ основывается на использовании силикагелей (диоксида кремния). В работе [4] показано, что наиболее высокая селективность по отношению к ПАУ обнаружена на пористых силикагелях (15 мкм, $295 \text{ м}^2/\text{г}$), а так же модифицированных ионными комплексах. Удержание основывается на $\pi-\pi$ взаимодействиях между π -электронными облаками ПАУ и π -электронной системой модифицированного силикагеля. На основе кремнезема создан неорганический, полифункциональный энтеросорбент Полисорб, который представляет собой взвесь сверхвысокодисперсного диоксида кремния, за счет мельчайших частиц имеет большую площадь активной поверхности, обладает высокой способностью удержания молекул ПАУ (см. табл. 1).

Таким образом, современные сорбенты – это не пористые молекулярные сита, а сверхвысокодисперсные, модифицированные соединения.

Видно, что лучшим адсорбентом молекулы 3,4-бензпирена, из представленных в таблице, является шунгит. Площадь активной поверхности намного уступает площади Полисорба, частицы большие, поры маленькие по сравнению с другими сорбентами. Наилучшая способность шунгита распознавать и удерживать полярные молекулы 3,4-бензпирена можно объяснить наличием π -состоиний в атомах углерода. Шунгит представляет собой матрицу фуллереновых глобул размером порядка 10 нм, один фуллерен содержит 60 атомов углерода, каждый из которых способен взаимодействовать с π -электронными облаками ПАУ [5].

Таблица 1

Изменение концентрации н-гексановых растворов 3,4-бензпирена в первые сутки адсорбции и десорбции различными сорбентами

Сорбент	Адсорбция Концентрация 3,4-бензпирена через 1 сутки		Десорбция Концентрация 3,4-бензпирена че- рез 1 сутки	Механизмы адсорбции
АУИ	$7,5 \cdot 10^{-5}$		$7,5 \cdot 10^{-4}$	1. Активная поверхность $1,5\text{--}2 \text{ м}^2/\text{г.}$ 2. Поры порядка 2-50 нм.
Клиноптилолит	$5 \cdot 10^{-5}$		10^{-4}	1. Активная поверхность до $100 \text{ м}^2/\text{г.}$ 2. Поры порядка 0,8-1 нм. 3. Обменные катионы.
Смекта	$7,5 \cdot 10^{-6}$		$5 \cdot 10^{-4}$	1. Активная поверхность до $100 \text{ м}^2/\text{г.}$ 2. Частицы 1-2 мкм. 3. Обменные катионы.
Полисорб	$5 \cdot 10^{-5}$		$7,5 \cdot 10^{-6}$	1. Активная поверхность до $400 \text{ м}^2/\text{г.}$ 2. Частицы 5-20 нм. 3. $\pi\text{-}\pi$ взаимодействия.
Шунгит	10^{-6}		$5 \cdot 10^{-5}$	1. Активная поверхность до $100 \text{ м}^2/\text{г.}$ 2. Полости 0,19-0,28 нм. 3. Частицы около 0,5 мкм. 4. $\pi\text{-}\pi$ взаимодействия.

В настоящее время шунгит не используется в качестве сорбента очень широко, но при молекулярной интеркаляции устанавливает устойчивые связи.

1. Шпольский, Э.В. Спектры испускания ароматических углеводородов при низких температурах // УФН. – 1960. – Т. 71, № 2. – С. 215-242.
2. Карацуба, Л.П., Меределина, Т.А. Адсорбция и десорбция ПАУ кремнийсодержащими энтеросорбентами // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование : материалы XIV региональной научной конференции, Хабаровск, 22–24 сентября 2016 г. – Хабаровск: ТОГУ, 2016. – С.130-134.
3. Смекта инструкция по применению детям, показания, дозировка, длительность приема. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://zdravotvet.ru/smekta-instrukciya-po-primeneniyu-detyam-pokazaniya-k-primeneniyu/>
4. Басов, Е.М., Иванов, В.М. Современное состояние высокоэффективной жидкостной хроматографии полимерических ароматических углеводородов // Вестник Московского ун-та. Сер.2. Химия. – 2011. – Т.52, № 3. – С. 163-174.
5. Мосин, О.В. Новый природный минеральный сорбент – шунгит // Сантехника. – 2011. – № 3. – С. 34-36.

ОСОБЕННОСТИ ЛАТЕРАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В СТРУКТУРЕ $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$

¹Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН (Владивосток)

²Дальневосточный федеральный университет (Владивосток)

Т.А. Писаренко^{1,2}, В.В. Балашев^{1,2}, В.А. Викулов¹, А.А. Дмитриев^{1,2}, В.В. Коробцов^{1,2}

В данной работе мы представляем результаты исследования латерального фотовольтаического эффекта в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$. Обнаружено, отсутствие линейной зависимости латерального фотонапряжения при смещении светового пятна от измерительных контактов. Установлено, что полярность фотонапряжения обусловлена наличием интерфейсных состояний на границе раздела $\text{SiO}_2/\text{p-Si}$. Экстремальная зависимость фотонапряжения от толщины пленки магнетита объясняется двумя каналами проводимости.

Ключевые слова: латеральный фотовольтаический эффект, кремний, магнетит, зонная диаграмма, интерфейсные состояния.

FEATURES OF THE LATERAL PHOTOVOLTAIC EFFECT IN $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ STRUCTURE

In this paper, we present the results of a study of the lateral photovoltaic effect in the structure of $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$. It is found that there is no linear dependence of the lateral photovoltage when the light spot is displaced from the measuring contacts. It is established that the polarity of the photovoltage is caused by the interface states at the $\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ interface. The extreme dependence of the photovoltage on the thickness of the magnetite film is explained by the conduction channel switching.

Key words: lateral photovoltaic effect, silicon, magnetite, the band diagram, interface states.

Латеральный фотовольтаический эффект (ЛФЭ) возникает при неравномерном освещении в результате латеральной диффузии и рекомбинации фотогенерированных электронно-дырочных пар [1, 2]. Латеральное фотонапряжение, как правило [1-5], линейно меняется при смещении светового пятна между электродами, что позволяет использовать ЛФЭ в позиционно-чувствительных детекторах. ЛФЭ был обнаружен на $p-n$ -переходе, а в последние годы интенсивно исследуется в структурах металл-полупроводник (МП) и металл-оксид-полупроводник (МОП) [3-5]. В обзоре [3] были проанализированы факторы, влияющие на ЛФЭ в МП и МОП структурах, такие как выбор материалов, эффект толщины металлической пленки, расстояние между контактами, расположение kontaktов с металлической или полупроводниковой стороны структуры, а также мощность и длина волны лазера. Незначительное число работ по изучению ЛФЭ в МОП структурах на основе $p\text{-Si}$ [5] по сравнению с $n\text{-Si}$ [3-5] ставит вопрос о причинах такого предпочтения. Так недавно было обнаружено [5], что в

структуре Ni/SiO₂/Si зависимость латерального фотонапряжения от положения светового пятна не только линейна на подложках обоих типов проводимости, но величина латерального фотонапряжения в структуре Ni/SiO₂/p-Si в 4 раза больше, чем в структуре Ni/SiO₂/n-Si. В работе [4] было показано, что в структуре Fe₃O₄/SiO₂/n-Si эта зависимость также линейна, а величина латерального фотонапряжения значительно выше, чем в [5], что связывается с наличием инверсионного слоя на границе раздела SiO₂/n-Si. В этой связи представляет интерес исследование ЛФЭ в структуре Fe₃O₄/SiO₂/p-Si.

Поликристаллические пленки Fe₃O₄ различной толщины (25-70 нм) были выращены на окисленной поверхности p-Si(001) ($\rho = 4.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) в высоковакуумной установке «Катунь» методом реактивного осаждения Fe в атмосфере O₂. Условия и параметры синтеза пленок магнетита подробно изложены в работе [6]. На рис. 1 представлены зависимости латерального фотонапряжения (LPV) от положения светового пятна на поверхности пленки магнетита в структуре Fe₃O₄/SiO₂/p-Si, из которых видно, что максимальная величина фотонапряжения локализуется вблизи контактов и быстро затухает при смещении светового пятна от них. На вкладке рис. 1 видно, что при отклонении от оптимальной толщины пленки Fe₃O₄ (~50 нм) как в сторону меньших, так и больших значений фотонапряжение уменьшается.

Согласно теории ЛФЭ [1, 2], при неоднородном облучении металлической пленки в структуре Me/SiO₂/Si в области облучения кремния происходит генерация электронно-дырочных пар, которые диффундируют к области пространственного заряда Si, где они разделяются встроенным полем. Величина и направление поля зависят от разности работ выхода электронов из металла и кремния. Причем работа выхода из кремния зависит от типа легирующей примеси и ее концентрации.

В этой работе мы использовали подложки p-Si(001) с удельным сопротивлением $\rho = 4.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Работа выхода электронов из p-Si была определена из уравнения $q\varphi_s = q\chi_{\text{Si}} + E_g - (E_F - E_V)$ и равна 4.96 эВ. Работа выхода электрона из магнетита взята из [8] и равна 5.2 эВ. Тогда значение встроенного потенциала 0.24 эВ. Используя эти данные, мы построили зонную диаграмму (рис. 2), на которой видно, что на границе раздела SiO₂/p-Si зоны изогнуты вверх, а встроенное поле направлено от кремния к пленке магнетита. Однако это направление поля не соответствует знаку фотонапряжения, наблюдаемому экспериментально (рис. 1). Известно [7, 9, 10], что наличие интерфейсных состояний на границе раздела SiO₂/Si может привести к изменению направления изгиба. В структурах с ультратонким слоем SiO₂ плотность интерфейсных состояний выше, чем $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что приводит к снижению высоты барьера на ~0.33 эВ [9]. С учетом интерфейсных состояний в структуре Fe₃O₄/SiO₂/p-Si высота барьера будет равна 0.82 эВ, встроенный потенциал имеет отрицательный знак $q\varphi_i = -0.09 \text{ эВ}$, а зоны изогнуты вниз (рис. 3).

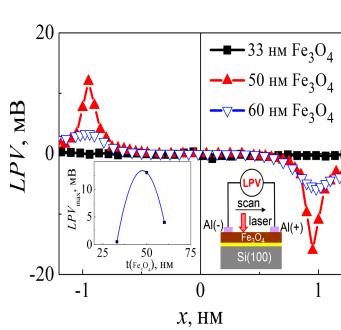


Рис. 1. Зависимости ЛФЭ от положения светового пятна в структуре Fe₃O₄/SiO₂/p-Si (на вкладках: зависимость LPV от толщины пленки Fe₃O₄ и схема измерения ЛФЭ).

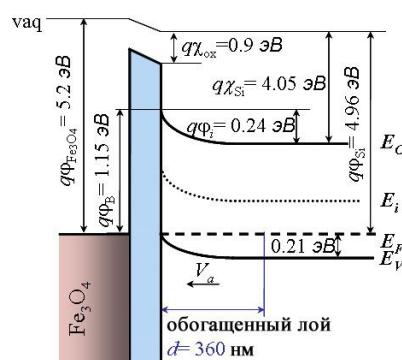


Рис. 2. Зонная диаграмма структуры Fe₃O₄/SiO₂/p-Si в термодинамическом равновесии.

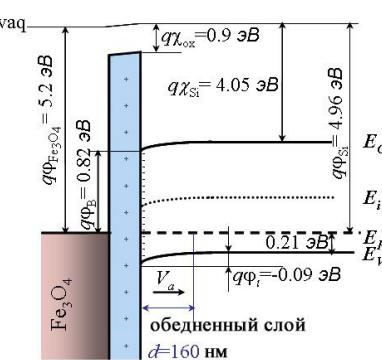


Рис. 3. Зонная диаграмма структуры Fe₃O₄/SiO₂/p-Si с учетом интерфейсных состояний.

Встроенное поле также меняет направление и вытягивает к границе раздела $\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ фотогенерированные электроны, а не дырки, как в идеализированном случае.

Нелинейность латерального фотонапряжения в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ обусловлена тем, что фотогенерированные электроны в обедненном слое р-типа являются неосновными носителями [1, 2]. А малое значение эффективной длины диффузии неосновных носителей приводит к быстрому затуханию и отсутствию фотонапряжения в центральной части зависимости фотонапряжения от положения светового пятна (рис. 1).

Экстремальная зависимость ЛФЭ от толщины пленки Fe_3O_4 обусловлена изменением сопротивления пленки и переходом проводимости от канала по обедненному слою к каналу по пленке.

Исследование ЛФЭ в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ показало, что быстрое затухание латерального фотонапряжения при удалении светового пятна от контактов обусловлено малой эффективной длиной диффузии фотогенерированных электронов, вытянутых встроенным полем в обедненный слой кремния, где они являются неосновными носителями. Направление встроенного поля в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$ соответствует полярности фотонапряжения лишь с учетом интерфейсных состояний на границе раздела $\text{SiO}_2/\text{p-Si}$.

-
1. Wallmark, J.T. A new semiconductor photocell using lateral photoeffect // Proc. IRE. – 1957. – V. 45. – P. 474-483.
 2. Коноров, П.П., Таранов, Ю.А. Поверхностный латеральный фотовольтаический эффект в германии // Вопросы электроники твердого тела. – 1974. – № 17. – С. 114-121.
 3. Yu, C., Wang, H. Large lateral photovoltaic effect in metal-(oxide-)semiconductor structures // Sensors. 2010. – V.10. – P.10155-10180.
 4. Wang, X., Song, B., Huo, M., Song, Y., Lv, Z., Zhang, Y., Wang, Y., Song, Y., Wen, J., Sui, Y., Tang, J. Fast and sensitive lateral photovoltaic effects in $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Si}$ Schottky junction // RSC Adv. – 2015. – V. 5. – P. 65048-65051.
 5. Huang, X., Mei, C., Hu, J., Zheng, D., Gan, Z., Zhou, P., Wang, H. Potential Superiority of p-Type Silicon-Based Metal–Oxide–Semiconductor Structures Over n-Type for Lateral Photovoltaic Effects // IEEE Electron Device Lett. – 2016. – V. 37. – P. 1018-1021.
 6. Балашев, В.В., Викулов, В.А., Писаренко, Т.А., Коробцов, В.В. Влияние давления кислорода на текстуру пленки магнетита, выращенного методом реактивного осаждения на поверхности $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ // ФТТ. – 2015. – Т. 57, № 12. – С. 2458-2562.
 7. Зи, С.М. Физика полупроводниковых приборов. Книга 1. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
 8. Fonin, M., Pentcheva, R., Dedkov, Yu.S., Sperlich, M., Vyalikh, D.V., Scheffler, M., Rüdiger, U., Güntherodt, G. Surface electronic structure of the $\text{Fe}_3\text{O}_4(100)$: Evidence of a half-metal to metal transition // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 72. – P. 104436(8).
 9. Angermann, H. Conditioning of si-interfaces by wet-chemical oxidation: electronic interface properties study by surface photovoltage measurements dedicated to dr. kurt heilig on occasion of his 85th birthday // Appl. Surf. Sci. – 2014. – V. 312. – P. 3-16.
 10. Ghosh, S., Srivastava, P.C. Interface States of $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Si}$ Interfacial Structure and Effect of Magnetic Field // J. Electron. Mater. – 2014. – V.43, № 11. – P.4357-4363.

ВЛИЯНИЕ ДОБАВКИ WO_3 НА КАТАЛИТИЧЕСКУЮ АКТИВНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ АНАТАЗА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УФ-ВИДИМЫМ СВЕТОМ

С.А. Пячин¹, Н.Ф. Карпович¹, А.В. Зайцев¹, К.С. Макаревич¹, О.И. Каминский²

¹Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

²Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Методом гидротермального синтеза получены наночастицы анатаза, содержащие оксид вольфрама до 10 мол.%. Изучены морфология, состав и оптические и фотокаталитические характеристики синтезированных порошков. Установлено, что максимальная скорость разложения метиlena синего при облучении УФ-светом наблюдается в присутствии TiO_2 -катализатора с 7,5% добавкой WO_3 .

Ключевые слова: диоксид титана, допирование, гидротермальный синтез, спектроскопия диффузного отражения, ширина запрещенной зоны, фотокаталитическая активность.

INFLUENCE OF WO_3 ADDITIVE ON CATALYTIC ACTIVITY OF ANATASE NANOPARTICLES UNDER UV-VISIBLE IRRADIATION

Anatase nanoparticles containing tungsten oxide up to 10 mol.% were produced by hydrothermal synthesis. The morphology, composition and optical and photocatalytic characteristics of synthesized powders were studied. It is established that the maximum rate of methylene blue decomposition under irradiation with UV light irradiation was observed in the presence of TiO_2 catalyst with 7.5% WO_3 additive.

Key words: titanium dioxide, doping, hydrothermal synthesis, diffuse reflection spectroscopy, band gap, photocatalytic activity.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований ДВО РАН «Дальний Восток» (№ гранта 15-1-4-0040).

Введение

Анатаз, как полиморфная модификация диоксида титана, относится к широкозонным полупроводникам и представляющим интерес благодаря своей высокой каталитической активности при облучении ультрафиолетовым светом [1]. Одним из способов улучшения фотокаталитической активности TiO_2 , в том числе за счет смещения его области поглощения света в сторону видимого диапазона, является допирование 2p- и 3d-элементами. В качестве такого полупроводника может быть использован оксид вольфрама WO_3 с шириной запрещенной зоны 2,8 эВ [2]. Цель настоящей работы состояла в получении наноразмерных частиц TiO_2 , допированных вольфрамом, имеющих структуру анатаза и исследовании их оптических и фотокаталитических характеристик.

Экспериментальная часть

Частицы $\text{TiO}_2\text{-WO}_3$ были получены методом гидротермального синтеза в стальном автоклаве с тefлоновым вкладышем. В качестве исходных реагентов использованы тетраизопропилат титана $\text{Ti}[\text{OCH}(\text{CH}_3)_2]_4$ (ТИОС) и паравольфрамат аммония $(\text{NH}_4)_4\text{W}_5\text{O}_{17}\times 2,5\text{H}_2\text{O}$. Паравольфрамат аммония растворяли в этаноле и добавляли к ТИОС в количестве, соответствующем 2,5; 5; 7,5 и 10 мол.% оксида WO_3 . Раствор в автоклаве выдерживали при температуре 150°C в течение 24 ч. После этого составы высушивали в течение 12 ч при 80°C, а затем длительно отжигали для удаления остатков органического прекурсора при 300°C.

Размер и форма частиц исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Hitachi SU-70 с приставкой элементного анализа UltraDry. Фазовый состав определен методом рентгеноструктурного анализа с помощью дифрактометра ДРОН-7. Удельная поверхность синтезированных порошков оценена BET-методом на анализаторе Sorbi 4.1. Для измерения оптических спектров образцов применен спектральный комплекс на базе монохроматора МДР-41 и приставки диффузного отражения по схеме «0° – 45°». Источник излучения – дейтериевая лампа. Фотокатализическая активность была оценена по скорости разложения водного раствора метиленового синего (МС) под действием полихроматического света, источником которого служила металл-галогеновая лампа SYLVANIA HSI-TD 150 W Aqua Arc UVS со спектральным максимумом ≈ 500 нм.

Результаты исследования

СЭМ-исследования синтезированных порошков показали, что частицы имеют форму, близкую к сферической. Диаметр наночастиц составляет 10–30 нм с удельной поверхностью от 80 до 130 м²/г (таблица). Наиболее развитой поверхностью обладают частицы $\text{TiO}_2/\text{WO}_3\text{-2,5\%}$, не смотря на то, что размеры частицы $\text{TiO}_2/\text{WO}_3\text{-10\%}$ минимальные.

По данным рентгеноструктурного анализа синтезированные частицы имеют гексагональную кристаллическую решетку анатаза. С увеличение концентрации допирующего вещества возрастает полуширина дифракционных пиков, что свидетельствует об уменьшение степени упорядоченности расположения атомов в наночастицах. Коэффициент отражения R синтезированных порошков в зависимости от длины волны падающего излучения показан на рис. 1.

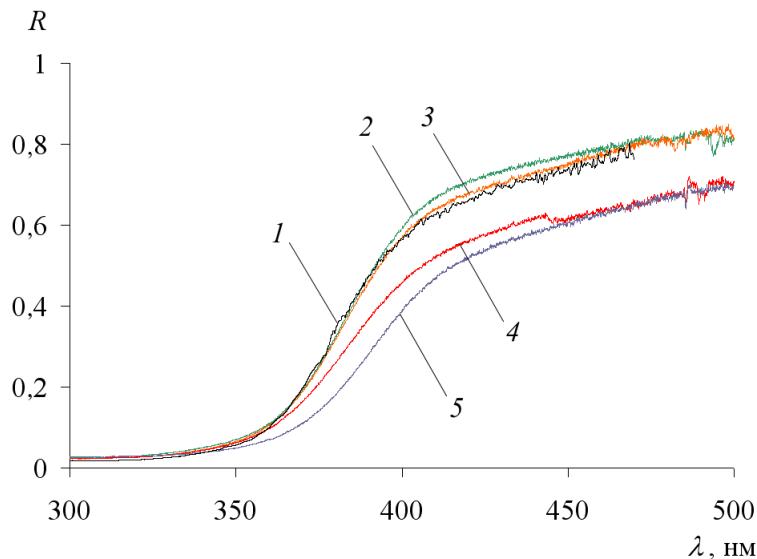


Рис. 1. Спектры диффузного отражения наночастиц анатаза без (1) и с добавками: 2 – 2,5%WO₃; 3 – 5%WO₃; 4 – 7,5%WO₃; 5 – 10%WO₃.

Видно, что граница область поглощения дopedированного анатаза лежит в диапазоне 350–400 нм. Оценки ширины запрещенной зоны E_g частиц диоксида титана для непрямых межзонных пе-

реходов показали, что для наночастиц анатаза она совпадает с известными литературными данными $E_g = 3,15\text{--}3,30$ эВ [3]. При увеличении концентрации легирующего соединения WO_3 до 10 мол.% ширина запрещенной зоны уменьшается до 3,05 эВ (таблица).

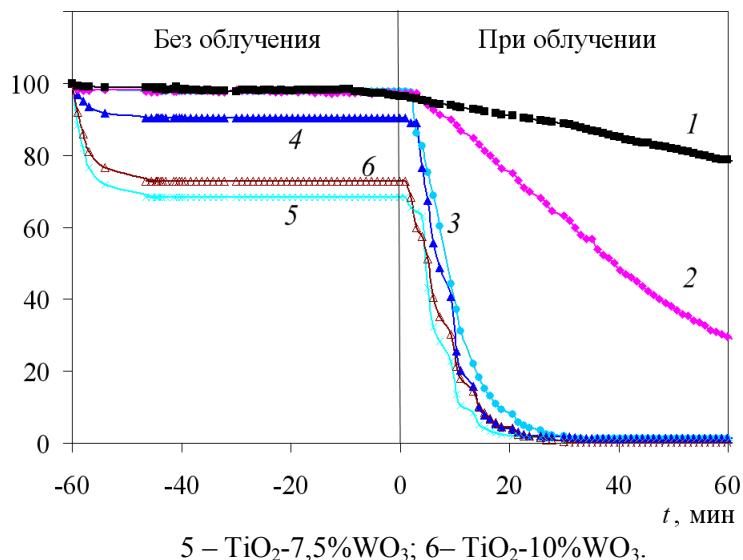
Удельная поверхность, ширина запрещенной зоны, степень падения концентрации МС без облучения и скорость разложения МС при облучении

Образец	$S_{\text{БЕТ}}, \text{м}^2/\text{г}$	$E_g, \text{эВ}$	$(C_0 - C)/C_0, \%$ без облучения	$k, \text{мин}^{-1}$ при облучении
TiO_2 (анатаз)	$80 \pm 0,1$	3,20	2,9	0,02
$\text{TiO}_2\text{-}2,5\%\text{WO}_3$	$129,0 \pm 0,1$	3,15	2,7	0,17
$\text{TiO}_2\text{-}5\%\text{WO}_3$	$103,0 \pm 0,8$	3,15	9,7	0,18
$\text{TiO}_2\text{-}7,5\%\text{WO}_3$	$92,2 \pm 1,5$	3,13	31,7	0,23
$\text{TiO}_2\text{-}10\%\text{WO}_3$	$97,6 \pm 2,4$	3,05	27,3	0,18

Кинетика разложения метилена синего при облучении УФ-видимым светом в присутствии фотокатализаторов и в его отсутствие показана на рис. 2.

Рис. 2. Кинетика разложения метилена синего при облучении УФ-видимым светом без (1) и в присутствии фотокатализаторов: 2 – TiO_2 ; 3 – $\text{TiO}_2\text{-}2,5\%\text{WO}_3$; 4 – $\text{TiO}_2\text{-}5\%\text{WO}_3$;

$C/C_0, \%$



5 – $\text{TiO}_2\text{-}7,5\%\text{WO}_3$; 6 – $\text{TiO}_2\text{-}10\%\text{WO}_3$.

Концентрация метилена синего в темноте при комнатной температуре наиболее быстро снижается в присутствии частиц анатаза с 7,5% и 10% добавками WO_3 , что, по-видимому, вызвано адсорбцией молекул МС на поверхности наночастиц катализатора. Скорость каталитического разложения МС во время облучения УФ-видимым светом в присутствии чистого TiO_2 возрастает в 4 раза, а при наличии наночастиц дopedированного анатаза увеличивается в 35–56 раз (для $\text{TiO}_2\text{-}7,5\%\text{WO}_3$). Содержание метилена синего в облучаем растворе уменьшается практически до нуля за 30 мин.

1. Lee, S.-Y., Park, S.-J. TiO_2 photocatalyst for water treatment applications // Journal of Industrial and Engineering Chemistry. – 2013. – V. 19. – P. 1761-1769.

2. Grbic, B., Radic, N., Stojadinovic S., Vasilic, R., Dohcevic-Mitrovic, Z., Saponjic, Z., Stefanov, P. $\text{TiO}_2\text{/WO}_3$ photocatalytic composite coatings prepared by spray pyrolysis // Surface & Coatings Technology. – 2014. – V. 258. – P. 763-771.

3. Chen, X., Mao, S.S. Titanium Dioxide Nanomaterials: Synthesis, Properties, Modifications, and Applications // Chem. Rev. – 2007. – V. 107. – P. 2891-2959.

СИНТЕЗ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕРРИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

С.А. Пячин¹, Н.Ф. Карпович¹, А.М. Фролов², А.С. Самардак², В.В. Ткачев²

¹Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

²Дальневосточный федеральный университет (г. Владивосток)

В работе получены наночастицы ферритов никеля, кобальта и марганца с применением метода золь-гель синтеза с режимом автогорения. Изучены морфология, состав и магнитные свойства синтезированных порошков. Установлено, что продолжительный изотермический нагрев ферритных частиц приводит к увеличению их размеров и переходу из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

Ключевые слова: *ферриты, золь-гель синтез, наночастицы, намагниченность, коэрцитивная сила.*

SYNTHESIS AND CHARACTERISTICS OF FERRITE NANOPARTICLES

Nanoparticles of nickel, cobalt and manganese ferrites have been produced using the sol-gel synthesis with combustion regime. The morphology, composition and magnetic properties of the synthesized powders have been studied. It is established that the sizes of the ferrite particles increase during prolonged isothermal heating, and they are transformed from the ferromagnetic state to the paramagnetic state.

Key words: *ferrites, sol-gel synthesis, nanoparticles, magnetization, coercive force.*

Введение

Магнитные оксидные соединения металлов MeFe_2O_4 (где $\text{Me} = \text{Ni}^{2+}, \text{Co}^{2+}, \text{Mn}^{2+}$) типа шпинели имеют широкое применение благодаря своей высокой диэлектрической проницаемости и высокому удельному сопротивлению [1–3]. Магнитные, диэлектрические и механические характеристики наноразмерных ферритов отличаются от свойств крупнозернистых аналогов. Магнитные наночастицы с диаметром ниже критического проявляют суперпарамагнетизм – переходят в однодоменное магнитное состояние, когда частицы равномерно намагниченны по всему объему. Другим уникальным свойством однодоменных наночастиц является возникновение спин-стеклообразного состояния, которое обусловлено нарушением трансляционной симметрии для поверхностных ионов из-за несовершенного координационного числа. Физические характеристики наночастиц зависят от способа синтеза, и могут значительно изменяться при дополнительной термической обработке. В настоящее время существует большое количество методов, позволяющих получать наноразмерные магнитные материалы. Среди них большую популярность имеет золь-гель синтез [4–5]. Цель данной работы заключалась в получении ферритных наночастиц типа MeFe_2O_4 с использованием золь-гель синтеза, а также изучении характеристик полученных магнитных материалов в зависимости от их состава.

Экспериментальная часть

Порошки ферримагнетиков синтезированы золь-гель методом с автогорением. В качестве реагентов использованы нитраты кобальта $\text{Co}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, никеля $\text{Ni}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и железа $\text{Fe}(\text{NO}_3)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Вначале реактивы растворяли в растворе полиэтилен гликоля в количестве, определяемом стехиометрическим соотношением элементов в целевой фазе. Затем раствор медленно перемешивали в течение 12 часов с помощью магнитной мешалки. Далее полученный ксерогель сушили в печи при температуре 130°C, который самовозгорался при полном высушивании, образуя на конечной стадии пористый материал, содержащий продукты реакции. Размеры, морфологические особенности и элементный состав ферритов изучены методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе Carl Zeiss Cross Beam 1540XB. Кривые намагниченности получены с помощью вибрационного магнитометра Lake Shore VSM-7400.

Результаты исследования

Электронно-микроскопические исследования синтезированных порошков показали, что они имеют различную форму. Частицы ферритов кобальта и никеля представляют собой гранулы диаметром более 30 нм (рис. 1 а), а состоящий из их комбинации феррит $\text{NiCoFe}_2\text{O}_4$ уже выглядит как мелкие чешуйки. Аналогичный вид имеют наночастицы MnFe_2O_4 на поверхности спеченных образований, однако их внутреннее строение представляет скопление вытянутых пластин и иголок (рис. 1 б). Полученные частицы однородны по химическому составу, который близок к стехиометрическому отношению элементов в ферритных фазах.

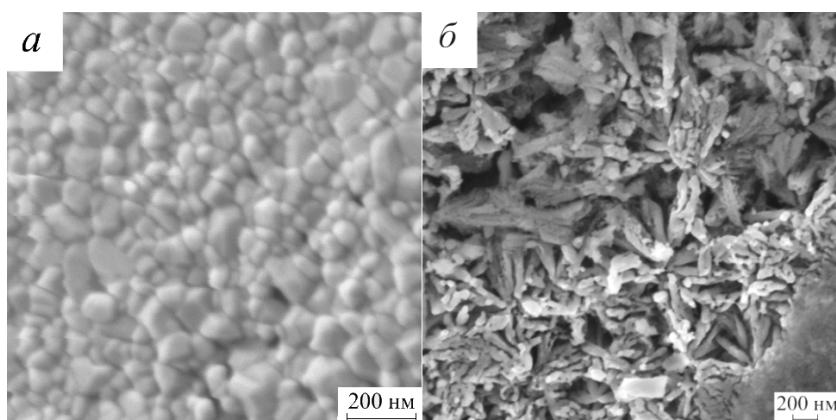


Рис. 1. СЭМ изображения наночастиц (а) NiFe_2O_4 и (б) MnFe_2O_4 .

В результате изучения магнитных характеристик синтезированных порошков, было установлено, что они проявляют ферромагнитные свойства. Наночастицы ферритов марганца и никеля легко перемагничиваются, поскольку обладают малой шириной петли гистерезиса (рис. 2) и быстро выходят на насыщение.

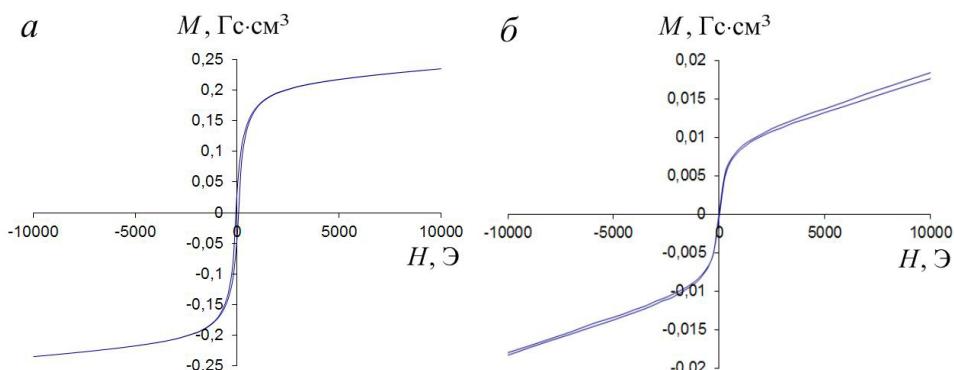


Рис. 2. Кривые перемагничивания наночастиц MnFe_2O_4 (а) до и после (б) термической обработки.

Ферриты, содержащие кобальт, характеризуются более высокой коэрцитивной силой (таблица), которая в 6 раз больше, чем у MnFe_2O_4 и NiFe_2O_4 .

Характеристики ферритных наночастиц

Образец	Форма	Размеры, нм	Намагниченность насыщения, Гс·см ³	Коэрцитивная сила, Э
CoFe_2O_4	гранулы	50–500	3,2	650
NiFe_2O_4	гранулы	30–150	0,6	100
$\text{NiCoFe}_2\text{O}_4$	чешуйки	50–100	0,6	800
MnFe_2O_4	иголки, чешуйки	50–300	0,23	60
MnFe_2O_4 после отжига	иголки, чешуйки	50-500	—	15

Изоморфический нагрев наночастиц при температуре 500°C в течение 24 часов приводит к увеличению их размеров и изменению кривой перемагничивания. Отожженные порошки феррита марганца проявляют ферромагнитные свойства с очень узкой шириной петли гистерезиса при напряженности магнитного поля до 1000 Э (рис. 2 б). При более высокой магнитной напряженности, наночастицы MnFe_2O_4 переходят в парамагнитное состояние.

1. Tan, J., Zhang, W., Xia, A.L. Facile synthesis of inverse spinel NiFe_2O_4 nanocrystals and their superparamagnetic properties // Materials Research. – 2013. – V. 16, Iss. 1. – P. 237-241.
2. Shobana, M.K., Rajendran, V., Jeyasubramanian, K., Suresh Kumar, N. Preparation and characterisation of NiCo ferrite nanoparticles // Materials Letters. – 2007. – V. 61, Iss. 13. – P. 2616-2619.
3. Zhang, Y., Nan, Z. Modified magnetic properties of MnFe_2O_4 by CTAB with coprecipitation method // Materials Letters. – 2015. – V. 149. – P. 22-24.
4. Barati, M.R., Seyyed, E.S.A., Badiei, A. The role of surfactant in synthesis of magnetic nanocrystalline powder of NiFe_2O_4 by sol-gel auto-combustion method // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2008. – V. 354, Iss. 47-51. – P. 5184–5185.
5. Li, J., Yuan, H., Li, G., Liu, Y., Leng, J. Cation distribution dependence of magnetic properties of sol-gel prepared MnFe_2O_4 spinel ferrite nanoparticles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – V. 322, Iss. 21. – P. 3396-3400.

ТРАНСПОРТ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛАХ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Г.В. Тихомирова, Я.Ю. Волкова, А.В. Тебеньков

Уральский федеральный университет (г. Екатеринбург)

Исследованы явления переноса в углеродных материалах (фуллерене C₆₀ в мономерной, ромбоэдрической и тетрагональной фазах, в односстенных и двустенных углеродных нанотрубках (ОУНТ и ДУНТ), в графене и графите) при давлениях до 35 ГПа. Определены условия и характерные времена формирования различных фаз высокого давления в зависимости от времени обработки давлением.

Ключевые слова: Углеродные материалы, явления переноса, высокие давления, фазовые переходы.

TRANSPORT AND PHASE TRANSITIONS IN CARBON MATERIALS AT HIGH PRESSURES

Transport phenomena in carbon materials (monomeric, rhombohedral and tetragonal phases of fullerene C₆₀, single-wall and double-wall carbon nanotubes (SWNT and DWNT), graphene and graphite) have studied at pressures up to 35 GPa. Conditions and characteristic times for formation of different high-pressure carbon phases are determined in dependence on the duration of high-pressure treatment.

Key words: Carbon materials, transport phenomena, high pressures, phase transitions.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-02-01137.

Исследование различных полупроводниковых углеродных материалов (графен, графит, углеродные нанотрубки, фуллериты) и композитов на их основе является актуальным и востребованным в силу больших перспектив их использования в различных областях электроники.

Безусловно, для определения структуры фаз высокого давления требуются рентгеноструктурные исследования, однако исследование явлений переноса позволяет исследовать динамику фазовых переходов, что очень сложно сделать при рентгеноструктурных исследованиях и обычно остается вне зоны внимания экспериментаторов. Таким образом, исследование явлений переноса может дать дополнительную и очень важную информацию.

В настоящей работе измерения проводились в камере высокого давления (КВД) с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо» [1]. Эти наковальни могут быть использованы в качестве электрических контактов к образцу. Сопротивление короткозамкнутых наковален составляет несколько Ом и слабо меняется с давлением и температурой. Методика позволяет изучать один и тот же образец при последовательном увеличении и снижении давления, а также выдерживать его

под нагрузкой длительное время. Исследовались образцы, полученные сжатием порошкообразного исходного материала в КВД. Образцы имели диаметр $\approx 0,2$ мм, толщину – от 10 до 30 микрон. Образцы графена предоставлены ООО «Карбонлайт» и представляют собой чешуйки с числом слоев от 5 до 20.

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений и/или температур. Определено время релаксации сопротивления всех фаз фуллерита после изменения давления: оно составляет более двух часов. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов.

Исследуемые образцы однослойных углеродных нанотрубок были получены методом химического парофазного осаждения (CVD) и очищены методом HiPCO (High pressure CO). Диаметр полученных ОУНТ был определен при помощи просвечивающего электронного микроскопа и составил 0,8 – 1,2 нм. Обнаружена сильная зависимость сопротивления жгутов ОУНТ от давления. Обнаруженные особенности на барической зависимости сопротивления при 2 и 7 ГПа соответствуют фазовым переходам, связанным с изменениями поперечного сечения нанотрубок.

Обнаружена сложная зависимость сопротивления жгутов двустенных углеродных нанотрубок (ДУНТ) от давления, которая связывается с процессами деформации их углеродной структуры. Из-за большого диаметра внешней трубки, и, соответственно, большего количества дефектов, двустенная структура разрушается при гораздо меньших давлениях, чем одностенная. Тем не менее, полного разрушения нанотрубок не происходит вплоть до давлений порядка 30 ГПа. Известно, что вероятность полимеризации у двустенных нанотрубок больше, чем у одностенных, однако в наших опытах полимеризации ДУНТ не обнаружено.

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита и графена в зависимости от давления до 50 ГПа при комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях.

Дополнительно исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при выдержке под давлением от 18 до 45 ГПа в течение суток. Обнаруженные особенности на барических зависимостях сопротивления и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связаны с возникновением зародышей новой фазы, которая сохраняется после снятия нагрузки. Обнаружено два различных времени релаксации. Первое не превышает 40 секунд. Однако при более длительной выдержке под давлением в области давлений 27-35 ГПа время релаксации составляет несколько часов.

1. Верещагин, Л.Ф., Яковлев, Е.Н., Степанов, Т.Н., Бибаев, К.Х., Виноградов, Б.В. Давление 2,5 мегабара в наковальнях, изготовленных из алмаза типа карбонадо // Письма в ЖЭТФ. – 1972. Т. 16, № 4. – С. 240-242.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА НА ФАЗОВУЮ ОДНОРОДНОСТЬ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВИСМУТАТА СТРОНЦИЯ

Д.С. Штарев¹, Н.Ф. Карпович², А.В. Штарева¹, А.И. Блох³, Е.О. Нащочин³

¹Институт тектоники и геофизики ДВО РАН (г. Хабаровск)

²Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

³Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

В работе впервые проведен синтез и исследованы фотокаталитические свойства висмутата стронция Sr₃BiO_{4.5}. Показана высокая фотокаталитическая активность этой фазы висмутата стронция, а значит – перспективность продолжения исследований в данном направлении. Определены оптимальные условия синтеза висмутата стронция указанного состава. Показано влияние фазовой однородности висмутата стронция на его фотокаталитический свойства.

Ключевые слова: фотокатализаторы видимого света; висмутат стронция; твердофазный синтез; фазовая однородность; разложение метиленового синего.

INFLUENCE OF SYNTHESIS CONDITIONS ON PHASE UNIFORMITY AND PHOTOCATALYTIC PROPERTIES OF BISMUTAT STRONG

In the work, the synthesis was first carried out and the photocatalytic properties of strontium bismuth Sr₃BiO_{4.5} were studied. The high photocatalytic activity of this phase of strontium bismuthate is shown, which means that the prospect of continuing research in this direction is promising. The optimum conditions for the synthesis of strontium bismuthate are determined. The effect of phase uniformity of strontium bismuthate on its photocatalytic properties is shown.

Key words: visible light active photocatalysts; strontium bismuthate; solid phase synthesis; phase homogeneity; methylene blue decomposition.

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

Введение

Висмутаты щелочноземельных металлов (прежде всего, кальция и стронция) являются активными фотокатализаторами видимого света и вполне пригодны для эффективной замены диоксида титана во многих областях применения. Среди всех известных фаз висмутатов стронция наиболее исследованы составы с обобщенной формулой Sr_xBi_yO_z, где x<y. То есть, исследованы такие фазы висмутата стронция, которые расположены в левой части фазовой диаграммы. В связи с этим представляется актуальным исследовать фотокаталитическую активность фаз висмутатов стронция, локализо-

ванных в правой части фазовой диаграммы, для которых справедлива обобщенная формула $Sr_xBi_yO_z$, $x > y$. В качестве такого нового фотокаталитического материала в данном исследовании был выбран состав $Sr_3BiO_{4.5}$.

Получение образцов висмутата стронция

Для синтеза висмутата стронция использовались реагенты: нитрат стронция $Sr(NO_3)_2$ и оксид висмута Bi_2O_3 (Acros, USA). Порошки реагентов взвешивали в соотношении, соответствующем мольному содержанию стронция и висмута в получаемой фазе ($[Sr]:[Bi] = 3:1$), перетирали в агатовой ступке с этанолом, высушивали, перемещали в керамический тигель и отжигали на воздухе при температуре $650^\circ C$ 2 ч и далее при $775^\circ C$ в течение 24, 48 и 72 ч.

Результаты

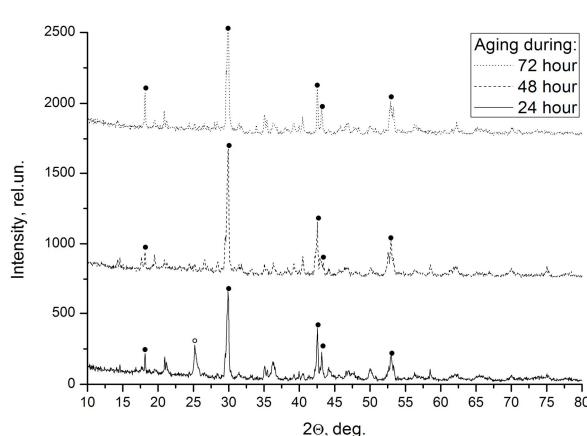


Рис. 1. Рентгенограммы синтезированных образцов висмутата стронция.

- — характерные пики $Sr_3BiO_{4.5}$;
- — характерные пики $SrCO_3$.

На рис. 1. приведены рентгенограммы синтезированных образцов висмутата стронция. Рентгенограммы получены на дифрактометре «Дрон-7» с использованием излучения медного катода ($Cu K\alpha$) и ускоряющим напряжением 20 кВ. Идентификация фаз и расчет их доли производилась в программном комплексе «Match!». Видно, что твердофазный синтез в течение 48 и 72 часов приводит к формированию фазово однородных порошков, состоящих из висмутата стронция $Sr_3BiO_{4.5}$. Уменьшение времени твердофазного синтеза до 24 часов негативно сказывается на фазовой однородности получаемого образца. Наряду с висмутатом стронция в образце присутствует значительное количество (35%) карбоната стронция $SrCO_3$.

Фотокаталитическая активность исследовалась по скорости разложения метиленового синего МС в водном растворе под действием видимого света в присутствие синтезированных материалов. В качестве источника излучения использовалась ксеноновая лампа мощностью 150 Вт. Концентрация МС в водном растворе — 2 мг/л, соотношение между исследуемым материалом и водным раствором МС составляло 50 мг на 50 мл. На рис. 2 приведены кривые разложения МС в присутствие синтезированных образцов висмутата стронция, а также соответствующие им скорости фотокаталитического разложения МС.

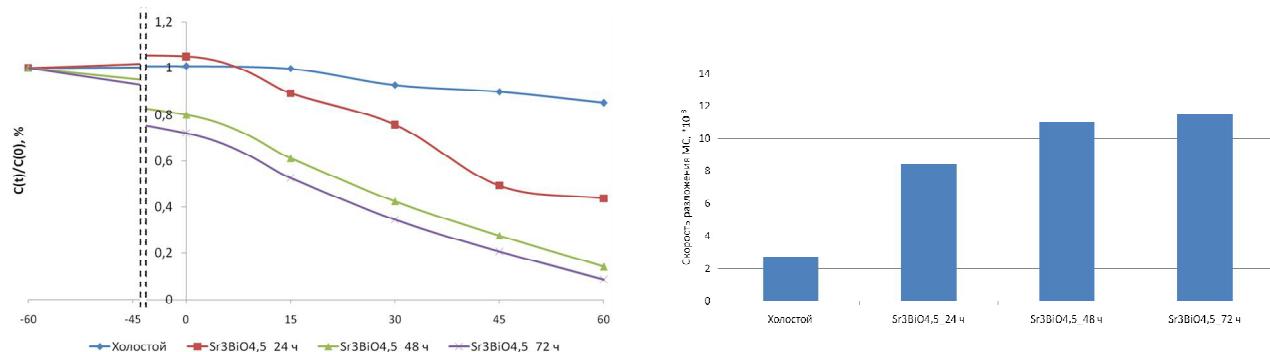


Рис. 2. Кривые разложения МС в присутствие синтезированных образцов (слева) и соответствующие им скорости (справа).

Видно, что все синтезированные образцы висмутата стронция проявляют значительную фотокаталитическую активность. При этом видно, что фотокаталитическая активность в значительной степени определяется фазовой однородностью образца, которая, в свою очередь, зависит от времени твердофазного синтеза. При времени синтеза более 48 часов получается фазово однородные образцы висмутата стронция $\text{Sr}_3\text{BiO}_{4,5}$. Видно, что увеличение времени синтеза до 72 часов не приводит к значительному изменению фотокаталитической активности.

При синтезе в течение 24 часов получается образец со значительной примесью SrCO_3 . Фотокаталитическая активность таких образцов оказывается значительно ниже, чем у фазово однородных образцов.

Заключение

Проведенные в работе исследования позволяют сформулировать следующие основные выводы. Во-первых, установлено, что оптимальное время твердофазного синтеза висмутата стронция $\text{Sr}_3\text{BiO}_{4,5}$ составляет 48 часов. Во-вторых, показано, что фотокаталитическая активность висмутата стронция в значительной степени зависит от его фазовой однородности: наличие примесей в форме карбоната стронция приводит к снижению фотокаталитической активности.

-
1. Wenjun, L. и др. Preparation and photophysical properties of some oxides in Ca–Bi–O system // J. of Alloys and Compounds. – 2008. – № 455. – P. 346-352.
 2. Junwang, T. и др. Efficient Photocatalytic Decomposition of Organic Contaminants over CaBi_2O_4 under Visible-Light Irradiation // Angew. Chem. Int. Ed. – 2004. – № 43. – P. 4463 -4466.
 3. Wang, Y. и др. Novel $\text{CaBi}_6\text{O}_{10}$ photocatalyst for methylene blue degradation under visible light irradiation // Catal. Commun. – 2012. – № 18. – P. 161-164.
 4. Shtarev, D.S. и др. Synthesis and photocatalytic properties of alkaline earth metals bismuthates – bismuth oxide compositions // Optik-International Journal for Light and Electron Optics. 2016. № 127. P. 1414-1420.
 5. Shtarev, D.S. и др. Dependency of the optical properties of heterogeneous calcium bismuthate – bismuth oxide particles on the order of layers alternation // Optical and Quantum Electronics. – 2016. – № 48(7). – Article ID 365.
 6. Yang, Y. и др. Preparation and photocatalytic degradation of malachite green by photocatalyst SrBi_4O_7 under visible light irradiation // Applied Mechanics and Materials. – 2014. – № 522-524. – P. 411-415.
 7. Wenjun, Z. и др. Use of $\text{Sr}_2\text{Bi}_2\text{O}_5$ as photocatalyst for the degradation of acid red G // Desalination and Water Treatment. – 2011. – № 30(1-3). – P. 295-299.
 8. Xuexiang, H. и др. Photocatalytic decomposition of acetaldehyde and Escherichia coli using $\text{NiO/SrBi}_2\text{O}_4$ under visible light irradiation // Applied Catalysis B: Environmental. – 2006. – № 69. – P. 17-23.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИКИ ДЫХАНИЯ НА СИСТЕМНОМ УРОВНЕ

Н.В. Ульянычев¹, В.Ф. Ульянычева¹, Е.В. Килин³

¹Дальневосточный научный центр физиологии и патологии дыхания (г. Благовещенск)

²Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

³Амурская областная детская клиническая больница (г. Благовещенск)

В работе представлена математическая модель механики дыхания, получены уравнения, описывающие основные закономерности дыхательного маневра. Приводится описание аппаратно-программного комплекса как инструмента для опытного изучения и проверки полученных закономерностей работы дыхательной системы.

Ключевые слова: математическая модель дыхательной системы, электромиография, спирография, компьютерная обработка сигнала, цифровая фильтрация.

RESEARCH OF RESPIRATORY MECHANICS AT SYSTEM LEVEL

The paper presents a mathematical model of breathing mechanics, equations are obtained that describe the basic laws of respiratory maneuver. The description of the hardware-software complex is described as a tool for the experimental study and verification of the obtained patterns of the work of the respiratory system.

Key words: mathematical model of the respiratory system, electromyography, spirometry, computer signal processing, digital filtration.

Моделирование в области механики дыхания до последнего времени ограничивается поиском взаимосвязи между плевральным давлением и скоростью воздушного потока на основе известных геометрических характеристик воздухоносных путей и механических характеристик паренхимы легких. Такой подход имеет ряд существенных недостатков. Главный из них - выключение из рассмотрения дыхательных мышц и, вследствие этого, невозможность исследования вентиляции, как управляемого процесса. В свою очередь, в публикациях, посвященных моделированию функции дыхательной мускулатуры, как правило, не рассматривается вентиляция легких. Имеются работы, где связь между вентиляцией и функцией дыхательной мускулатуры исследуется экспериментально. В предлагаемой работе сделана попытка построения модели механики дыхания, в которой центральная роль отведена дыхательной мускулатуре. Этот подход позволяет детально рассмотреть любой дыхательный маневр и получить уравнения, описывающие его основные закономерности.

В рамках данной работы разрабатывается автоматизированный метод исследования механики дыхания, который позволит проводить опытную проверку разрабатываемой модели. Суть данного метода заключается в одновременной регистрации мышечной активности с помощью электромиографа и паттерна дыхания с помощью спирографа. Следствием работы дыхательной мускулатуры является движение вдыхаемого и выдыхаемого воздуха, поэтому наряду с электромиографическим исследованием в разрабатываемую установку были включены средства для определения характеристик паттерна дыхания. Одновременное исследование нескольких звеньев дыхательной системы по-

зволяет выявить и экспериментально подтвердить функциональную взаимосвязь между отдельными подсистемами, установить их роль и взаимный вклад в работу дыхательной системы.

Основной силой, осуществляющей движение легких и грудной клетки, является сила мышечного усилия (F_m). Соответствующее ей давление мышечного усилия P_m . Давление мышечного усилия положительно на вдохе и отрицательно, либо равно нулю на выдохе.

P_u – давление, создаваемое силой упругости легочной ткани. P_u вычисляется, исходя из величины растяжимости и объема легких.

P_u' – давление, создаваемое силами упругости грудной клетки, содержимого брюшной полости, мышцами живота, а также гравитационными силами.

P_{tr} – давление, создаваемое силами трения в легочной ткани. Эти силы связаны главным образом с раскрытием слипшихся участков альвеол и образованием разрывов в сурфактантной выстилке на их поверхности. Направлены они всегда в сторону, противоположную вектору перемещения. Величина этого давления расчету практически не поддается. У здоровых лиц ее можно принять равной $0.1 \cdot P_u$ на уровне спокойного вдоха. У больных эта величина значительно возрастает и может достигать и превосходить сумму ($P_u + P_u'$) на уровне спокойного вдоха.

P_{tr}' – давление, создаваемое силами трения в грудной клетке и при движении содержимого брюшной полости. Их можно считать равными нулю по сравнению с F_{tr} , но, при необходимости, можно учесть, включив в F_{tr} .

В результате, второй закон Ньютона для малого участка альвеолярной стенки запишется в виде:

$$\vec{F}_A + \vec{F}_m + \vec{F}_u + \vec{F}_u' + \vec{F}_{tr} = m\vec{a},$$

где m – масса рассматриваемого участка; \vec{a} – его ускорение.

В терминах давлений это уравнение будет иметь вид:

$$\vec{P}_A + \vec{P}_m + \vec{P}_u + \vec{P}_u' + \vec{P}_{tr} = \rho_t \cdot d \cdot \vec{a}, \quad (1)$$

где ρ_t – плотность альвеолярной стенки с висцеральной плеврой ($\rho_t \sim 1000$ кг/м); d – толщина альвеолярной стенки с висцеральной плеврой; P_A – альвеолярное давление; F_A – соответствующая сила. Вектор в данном случае показывает, является данная величина положительной или отрицательной относительно нормали.

Предварительный анализ показывает, что количественное описание форсированного выдоха возможно при условии известной скорости сокращения дыхательных мышц. В общем случае скорость сокращения мышцы U есть функция от ее длины (в нашем случае – объема грудной клетки V), степени нагруженности H , стимула S :

$$U = U(V, H, S).$$

На этой основе рассмотрим более детально 3 стадии форсированного выдоха. Стимул в течение всего форсированного выдоха имеет максимальное значение (S_{max}). Нагруженность мышц в первой стадии равна нулю. Можно считать, что в начале форсированного выдоха дыхательной мускулатуре противодействует только альвеолярное давление: инерционность легочной ткани в этом случае пренебрежимо мала, а силы упругости направлены в ту же сторону, что и сила мышечного усилия, поэтому

$$\vec{P}_A + \vec{P}_m = 0.$$

Уравнение (1) принимает вид:

$$\vec{P}_u + \vec{P}_u' + \vec{P}_{tr} = \rho_t \cdot d \cdot \vec{a}.$$

Сила упругости грудной клетки в данном случае не оказывает воздействия, так как активное мышечное сокращение в начале форсированного выдоха осуществляется быстрее, чем пассивное упругое сокращение, т.е. можно считать, что $P_u' = 0$, следовательно:

$$\bar{P}_u + \bar{P}_{tr} = \rho_t \cdot d \cdot \bar{a}.$$

Иными словами, создание альвеолярного давления за счет воздействия стенок грудной клетки на субплевральный слой легких и ускорение движения легочной ткани за счет ее эластической тяги представляют собой на этом этапе два достаточно независимых процесса. Первая стадия форсированного выдоха заканчивается, когда скорости стенок грудной клетки и легочной ткани становятся равными. Скорость движения легочной ткани определяется как

$$V_t = \int_0^t \alpha(t) dt,$$

а скорость движения грудной клетки $V_g = U/2\pi$, тогда момент окончания первой стадии выдоха определяется равенством

$$\int_0^t \alpha(t) dt = \frac{U}{2\pi}.$$

Иными словами, первая стадия форсированного выдоха продолжается пока выполняется неравенство

$$\frac{U}{2\pi} > \int_0^t \alpha(t) dt,$$

что приблизительно соответствует уровню выдоха 25% жизненной емкости легких (ЖЕЛ). На рис. 1 этому соответствует I стадия форсированного выдоха.

Вторая стадия форсированного выдоха начинается и продолжается с равными скоростями движения стенок грудной клетки и легочной ткани. Движение грудной клетки по-прежнему описывается функцией скорости сокращения дыхательных мышц при максимальном стимуле. Однако нагруженность мышц в начале второй стадии равна нулю. После перехода через объем $(E - Z)/2$ она становится равной P_u' .

Движение легочной ткани описывается уравнением

$$P_u - P_A - P_{tr} = \rho_t \cdot d \cdot a.$$

Оно, в частности показывает, что альвеолярное давление на этом этапе создается силой ретракции легких. В процессе дальнейшего выдоха скорости движения легочной ткани и стенок грудной клетки изменяются, сохраняя равенство. Этот этап соответствует диапазону скоростей потока, не зависящих от усилия. Окончание второй стадии выдоха и переход к третьей происходит по выполнению неравенства

$$\frac{U}{2\pi} > \int_0^t \alpha(t) dt,$$

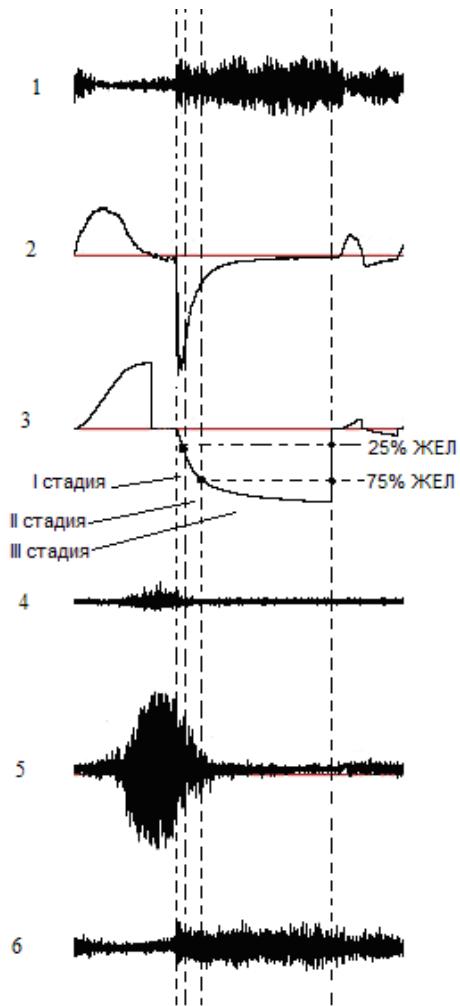
что приблизительно соответствует уровню выдоха 75% ЖЕЛ (рис. 1 II стадия форсированного выдоха).

На последнем этапе форсированного выдоха скорость легочной ткани становится меньше скорости движения стенок грудной клетки. В третьей части выдоха уравнение движения легочной ткани будет иметь наиболее сложный вид:

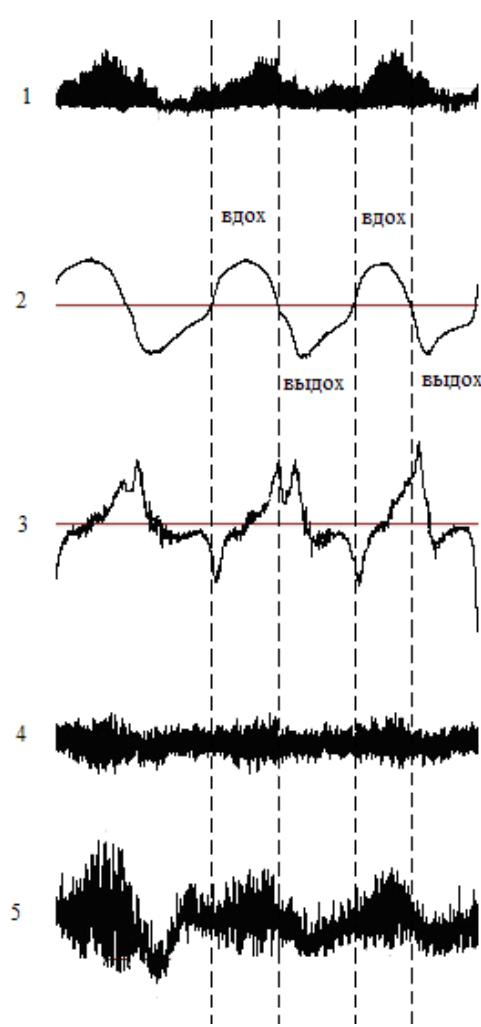
$$P_m - P_A - P_u - P_{tr}' = \rho_t \cdot d \cdot a.$$

Начиная с этого момента, альвеолярное давление снова будет определяться скоростью уменьшения размеров грудной клетки или, в первом приближении, скоростью мышечного сокращения, если пренебречь частью сокращения, идущего на изменение формы грудной клетки. Основное

различие между начальной и конечной фазами форсированного выдоха заключается в том, что в последнем случае дыхательные мышцы, кроме альвеолярного давления и силы трения будут нагружены также на противодействующие упругие силы легкого и нелегочных эластических структур. Выдох продолжается до тех пор, пока нагрузка на мышцы не достигнет предельной, при которой скорость их сокращения становится равной нулю. На рис. 1 показано, что в конце выдоха (стадия III), поток уменьшается, в то время как сила мышечного сокращения максимальна.



*Рис. 1. Форсированный выдох.
(2 – скорость вдыхаемого/выдыхаемого воздуха; 3 – объем; 1 – сигнал электромиограммы с диафрагмы; 4 – электромиограмма большой грудной мышцы; 5 – электромиограмма грудино-ключично-сосцевидной мышцы; 6 – электромиограмма прямой мышцы живота).*



*Рис. 2. Максимальная вентиляция легких.
(2 – скорость вдыхаемого/выдыхаемого воздуха; 3 – ускорение; 1 – сигнал электромиограммы с диафрагмы; 4 – электромиограмма большой грудной мышцы; 5 – электромиограмма грудино-ключично-сосцевидной мышцы).*

Аналогично рассматривается спокойное дыхание. Рассмотрим вначале вдох от уровня спокойного выдоха.

Величина Q определяется уравнением

$$Q = \frac{2U(P_B + P_A)}{P_B \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{-2/3}}. \quad (2)$$

Значение U определяется: а) длиной дыхательных мышц (текущим объемом грудной клетки); б) нагруженностью дыхательных мышц со стороны легких и нелегочных эластических структур; с) величиной центрального инспираторного стимула.

Величина нагрузки равна $(\vec{P}_{tr} + \vec{P}_A + \vec{P}_u + \vec{P}'_u)$. Необходимо учесть, что P_u , P_A и P_{tr} отрицательны в течение всего вдоха, а P'_u вначале положительно и только при достижении объема $(E - Z)/2$ становится отрицательным. Процесс вдоха продолжается до тех пор, пока не будет достигнута предельная нагрузка $(\vec{P}_{tr} + \vec{P}_A + \vec{P}_u + \vec{P}'_u)$ при заданном стимуле. При этом величина U становится равной нулю.

Процесс спокойного выдоха начинается на уровне спокойного вдоха и может осуществляться двумя различными путями: пассивным и активным. Пассивный выдох можно рассматривать как релаксацию мышц вдоха. Этот случай по-прежнему будет описываться уравнением (2), где U – скорость релаксации мышц. На высоте вдоха действуют четыре силы: \vec{P}_u ; \vec{P}'_u ; \vec{P}_A ; \vec{P}_{tr} , \vec{P}_u и \vec{P}'_u способствуют выдоху, \vec{P}'_A и \vec{P}'_{tr} направлены в противоположную сторону. Если $P_A + P_{tr} > P_u + P'_u$, то пассивный выдох невозможен. В этом случае имеет место активный выдох, который продолжается до тех пор, пока не будет достигнуто равенство $P_u = P'_u$. При этом центральный экспираторный стимул должен быть таков, чтобы обеспечить по меньшей мере равенство мышечного усилия и нагрузки ($P_m + P_u - P'_u = P_A + P_{tr}$). В этом случае движение грудной клетки также будет определяться релаксацией мышц вдоха. На рис. 2 показан маневр максимальной вентиляции легких.

Таким образом, получена модель, позволяющая описывать вентиляцию легких. Детально проанализирована механика одиночного форсированного выдоха, спокойного дыхания. Развитый в работе подход дает возможность включить в анализ механики дыхания дыхательную мускулатуру, что снимает ограниченность ранее разработанных моделей и открывает выход на системный уровень анализа.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ИОДАТЕ КАЛИЯ, ВНЕДРЕННОГО В ПОРИСТЫЕ ПЛЕНКИ Al_2O_3

А.Ю. Милинский

Благовещенский государственный педагогический университет (г. Благовещенск)

Исследованы линейные и нелинейные диэлектрические свойства композитов на основе KIO_3 и пористого оксида алюминия. Обнаружено понижение температуры структурных переходов $\text{IV} \rightarrow \text{III}$ и $\text{III} \rightarrow \text{II}$ для иодата калия в порах Al_2O_3 относительно объемного KIO_3 на 5 и 24 К, соответственно. По данным измерений диэлектрических свойств фазовые переходы $\text{V} \rightarrow \text{IV}$ и $\text{II} \rightarrow \text{I}$ в композитных образцах обнаружены не были.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, диэлектрическая проницаемость, фазовый переход, иодат калия.

INVESTIGATION OF PHASE TRANSITIONS IN THE IODATE OF POTASSIUM, INTEGRATED IN POROUS FILMS Al_2O_3

Linear and nonlinear dielectric properties of composites based on KIO_3 and porous alumina are investigated. A decrease in the temperature of the $\text{IV} \rightarrow \text{III}$ and $\text{III} \rightarrow \text{II}$ structural transitions for the iodate of potassium in the pores of Al_2O_3 relative to the bulk KIO_3 at 5 and 24 K, respectively. According to measurements of dielectric properties, phase transitions $\text{V} \rightarrow \text{IV}$ and $\text{II} \rightarrow \text{I}$ were not detected in composite samples.

Key words: ferroelectric, dielectric constant, phase transition, potassium iodate.

Изучение свойств сегнетоэлектрических материалов, введенных в нанопористые матрицы, является актуальной задачей современной физики. Интерес к сегнетоэлектрическим нанокомпозитам на основе пористых матриц обусловлен, прежде всего, перспективами их практических применений. В заполненных матрицах формируется ансамбль наночастиц, размер и взаимное расположение которых определяется геометрией сетки пор. В качестве одной из таких матриц может использоваться пористый оксид алюминия [1].

Иодат калия, KIO_3 , в ограниченной геометрии исследовался ранее при введении в пористый оксид алюминия [2]. В статье описываются сегнетоэлектрические свойства плотного массива наностержней KIO_3 диаметром 43 нм, и длиной 1 микрон, выращенных внутри пористой пленки Al_2O_3 . Однако авторами не исследовалось влияние ограниченной геометрии на фазовые переходы в KIO_3 .

В настоящей работе приводятся результаты исследований линейных и нелинейных диэлектрических свойств нанокомпозитов на основе KIO_3 , внедренного в нанопористые пленки оксида алюминия.

Согласно недавним исследованиям [3,4], KIO_3 является несобственным сегнетоэлектриком, который претерпевает пять фазовых переходов при температурах, около 485 К (из фазы I в фазу II), 345,5 К (из фазы II в фазу III), 258 К (при охлаждении) / 263 К (при нагреве) (из фазы III в фазу IV),

113 К (из фазы IV в фазу V) и при 33 К (из фазы V в фазу VI). Кроме того, наблюдается аномалия при температуре (428 ± 2) К, соответствующая изменению типа электрической проводимости и не относящаяся к какому-либо фазовому переходу.

Кристалл KIO_3 в фазе I обладает ромбоэдрической структурой с симметрией $R\bar{3}m$, и, таким образом, является сегнетоэлектриком с полярной исходной фазой. Моноклинная фаза II обладает симметрией Pm и триклиническая фаза III – симметрией $P1$. Низкотемпературные фазы KIO_3 также имеют триклиническую структуру, а переходы III-IV и IV-V связаны лишь с незначительными изменениями в расположении атомов [3,4].

Для измерения диэлектрических свойств использовался цифровой измеритель импеданса E7-25 с частотным диапазоном 25 Гц – 1 МГц. Измерения проводились в режиме непрерывного нагрева со скоростью 1 К/мин. Температура измерялась с помощью цифрового термометра ТС 6621. Точность определения температуры составляла около 0,1 К. Методика измерения нелинейных диэлектрических свойств описана, например, в [5]. В качестве величины, характеризующей интенсивность генерации третьей гармоники, использовалось отношение амплитуды напряжения на частоте 3ω к амплитуде подаваемого на образец напряжения – коэффициент третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$. Напряженность поля на образцах составляла около 300 В/см.

В эксперименте использовались оксидные пленки Al_2O_3 , изготовленные фирмой «TopMembranes Technology», с размерами ячейки 450 нм и размерами пор 240 нм. Глубина пор составляла 50 мкм так, что заполненные иодатом калия пленки можно рассматривать как ансамбль длинных сегнетоэлектрических наностержней ($L \gg R$). Фотографии пленок Al_2O_3 показаны на рис. 1.

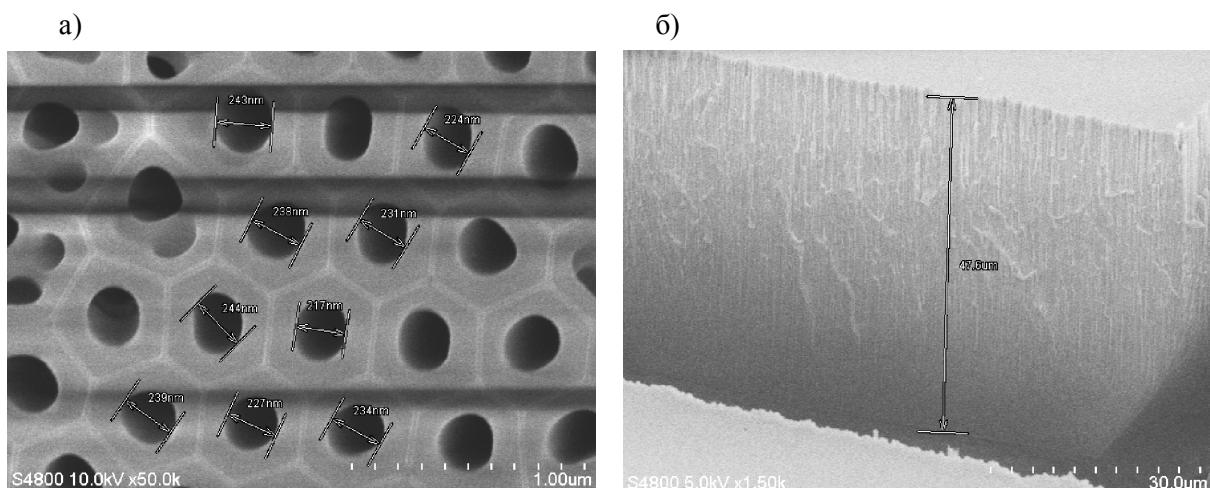


Рис. 1. Фотография поверхности (a) и скола пленки Al_2O_3 (б), полученные при помощи электронного микроскопа.

Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' для поликристаллического образца KIO_3 и нанокомпозитного образца, измеренные на частоте 1 кГц, показаны на рис. 2. Зависимость $\epsilon'(T)$ для поликристаллического образца имеет четыре аномалии в интервале температур 80 – 500 К. При температурах 113, 263 и 345 К наблюдаются выраженные пики диэлектрической проницаемости. При температуре 485 К наблюдается резкое уменьшение ϵ' , что характерно для несобственных сегнетоэлектрических фазовых переходов [6]. Аномалий вблизи температуры 428 К обнаружено не было.

Для композита $\text{KIO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$ на зависимости $\epsilon'(T)$ видны две аномалии, соответствующие фазовым переходам IV→III и III→II которые сдвинуты в область низких температур на $5 \pm 0,5$ и 24 ± 1 К, соответственно. При увеличении частоты наблюдается дисперсия диэлектрической проницаемости. Тем не менее, аномалии ϵ' , соответствующие переходам, наблюдаются при тех же температурах.

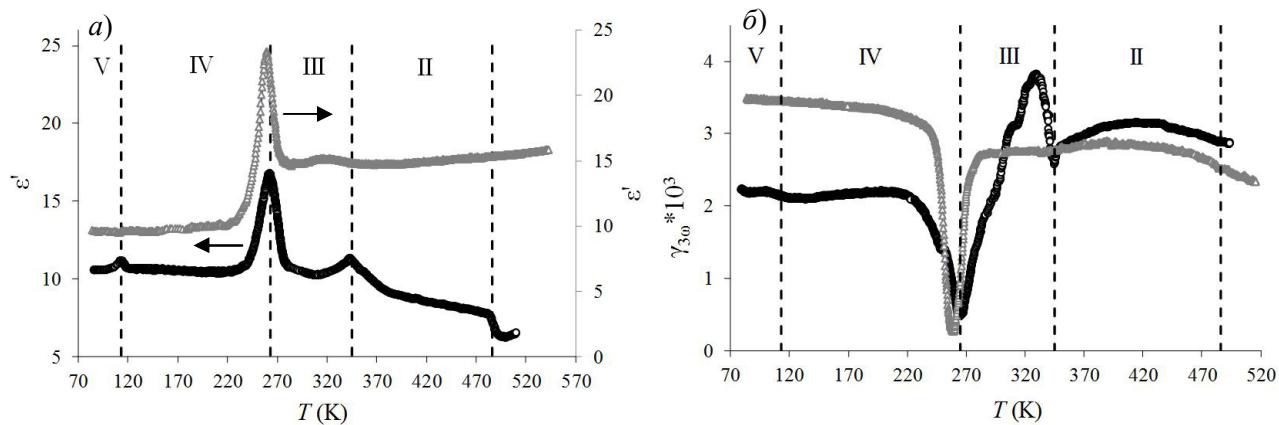


Рис. 2. Зависимости $\epsilon'(T)$ (а) и $\gamma_{3\omega}(T)$ (б) для поликристаллического KIO_3 (\circ) и композита $\text{KIO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$ (Δ). Пунктирными линиями показаны границы фаз.

Согласно результатам измерений, представленным на рис.2.б, коэффициент третьей гармоники для поликристаллического KIO_3 $\gamma_{3\omega}$ зависит от температуры и имеет аномалии при фазовых переходах $V \rightarrow IV$, $IV \rightarrow III$, $III \rightarrow II$. Аномалии при фазовом переходе $II \rightarrow I$ не наблюдается. Можно предположить, что высокая нелинейность связана с пьезоэлектрическими свойствами кристаллов KIO_3 в паразелектрической фазе вследствие его не центросимметричной структуры [4].

На температурной зависимости $\gamma_{3\omega}(T)$, полученной для нанокомпозитного образца, видна только одна аномалия, советующая переходу из фазы II в фазу III. Минимум коэффициента третьей гармоники наблюдается при температуре около 268 К, что на 5 К меньше, чем для поликристаллического иодата калия.

Понижение температуры фазового перехода в иодате калия, введенном в поры оксида алюминия, согласуется с выводами теоретических моделей, разработанных на основе феноменологической теории Ландау и модели Изинга [7]. Эти модели предсказывают, что температура структурного фазового перехода для малых изолированных частиц сферической или цилиндрической формы смещается в глубь сегнетоэлектрической фазы при уменьшении размеров частиц. Взаимодействие электрической природы между сегнетоэлектрическими частицами в порах, как показал теоретический анализ [8], может значительно ослаблять влияние размерных эффектов. Кроме того, для малых частиц в пористых матрицах определенную роль может играть взаимодействие со стенками пор, приводящее к изменению знака смещения фазового перехода. Значительное понижение температуры сегнетоэлектрического перехода для иодата калия в Al_2O_3 свидетельствует о том, что для такого нанокомпозита размерные эффекты являются доминирующими.

Таким образом, в настоящей работе обнаружено понижение температур фазовых переходов между сегнетоэлектрическими фазами наноструктурированного иодата калия, находящегося в порах Al_2O_3 . Переход из фазы IV в фазу III понижается приблизительно на 24 К и переход из фазы II в фазу III понижается приблизительно на 5 К. Понижение температуры фазовых переходов для наноструктурированного иодата калия согласуется с теоретическими предсказаниями влияния размерного эффекта на сегнетоэлектрический фазовый переход в изолированных малых частицах на основе моделей Ландау и Изинга.

1. Steinhart, M. Direct Synthesis of Mesoporous Carbon Microwires and Nanowires / M. Steinhart, Ch. Liang, G.W. Lynn, U. Gsele, Sh. Dai. // Chem. Mater. – 2007. – V.19. C. 2383 – 2385.

2 Yasinov, R. Ferroelectric Properties of KIO_3 Nanorods Grown Inside Aluminum Oxide Pores / R. Yasinov, M. Nitzaani, S. Berger // Ferroelectrics. – 2009. – V.390. P. 153 – 159.

3. Maeda, M. Temperature Dependences of Dielectric, Elastic and Piezoelectric Properties of KIO_3 Single Crystals Associated with the Successive Phase Transitions / M. Maeda, M. Takagi, I. Suzuki // J. Phys. Soc. Jpn. – 2000. – V.69. P. 267 – 275.

4. Crane, G.R. The relation of physical properties to the symmetry of potassium iodate // J. Appl. Cryst. – 1972. – V.5. P. 360 – 365.
5. Барышников, С.В. Диэлектрические и калориметрические исследования KNO_3 в порах наноразмерных силикатных матриц МСМ-41 / С.В. Барышников, Е.В. Чарная, А.Ю. Милинский, Ю.А. Шацкая, Д. Michel // ФТТ. – 2012. – Т.54. С. 594 – 599.
6. Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М.: Наука, 1984. 245 с.
7. Wang, C.L. Size effects of ferroelectric particles described by the transverse Ising model / C.L. Wang, Y. Xin, X.S. Wang, W.L. Zhong. // Phys. Rev. B. – 2000. – V.62. P. 11423 – 11427.
8. Charnaya, E.V. Ferroelectricity in an Array of Electrically Coupled Confined Small Particles / E.V. Charnaya, A.L. Pirozerskii, C. Tien, M.K. Lee // Ferroelectrics. – 2007. – V.350. P. 75 – 80.

УДК 537.226

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ БИСУЛЬФАТА АММОНИЯ

А.А. Антонов, С.В. Барышников, А.Ю. Милинский

Благовещенский государственный педагогический университет (г. Благовещенск)

Исследованы линейные и нелинейные диэлектрические свойства сегнетоэлектрика NH_4HSO_4 внедренного в различные пористые матрицы. Показано, что уменьшение размера пор приводит к сдвигу нижнего фазового перехода в область низких температур.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, диэлектрическая нелинейность, нанокомпозиты, фазовый переход.

NONLINEAR PROPERTIES OF THE NANOCOMPOSITES ON THE BASIS OF NH_4HSO_4

Linear and nonlinear dielectric properties of the ferroelectric NH_4HSO_4 embedded in various porous matrices are investigated. It is shown that a decrease in the pore size leads to a shift of the lower phase transition into the range of low temperatures.

Key words: ferroelectric, dielectric nonlinearity, nanocomposites, phase transition.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованиям нанокомпозитов, состоящих из мезопористых матриц, заполненных сегнетоэлектрическими материалами. Для получения таких нанокомпозитов могут быть использованы различные матрицы, такие как опалы, пористые стекла и молекулярные сита и пористый оксид алюминия. Когда сегнетоэлектрики внедряются в поры, они образуют массив наночастиц, размеры и расположение которых определяются геометрией сети пор. Свойства внедренных частиц могут значительно отличаться от свойств соответствующих объемных сегнетоэлектриков из-за влияния размерных эффектов, изменений структуры, связи с поверхностью пор и между наночастицами [1, 2].

Интерес к сегнетоэлектрическим нанокомпозитам на основе заполненных пористых матриц возрос благодаря возможности их применения в наноэлектронике. Однако свойства таких нанокомпозитов изучены лишь для ограниченного числа сегнетоэлектриков.

В данной работе приводятся результаты исследований диэлектрических свойств нанокомпозитов, полученных из различных пористых матриц с внедренными частицами бисульфата аммония NH_4HSO_4 . В работе использовались силикатные молекулярные сита SBA-15 (с размером пор 7,5 нм), MCM-41 (с размером пор 3,7 нм) и нанопористые пленки Al_2O_3 (с размером пор 60 нм).

Сегнетоэлектрические свойства кристаллов $(\text{NH}_4)\text{HSO}_4$ были открыты Р. Пепинским и др. еще в 1958 г. [3]. По своим свойствам это соединение напоминает сегнетову соль, поскольку спонтанная поляризация существует в области температур, ограниченной двумя точками Кюри: $T_1 = 270.9$ К и $T_2 = 159.3$ К. Однако эти кристаллы отличаются от сегнетовой соли тем, что симметрия фазы, существующей выше 270.9 К, не совпадает с симметрией низкотемпературной фазы ниже 159.3 К. В кристалле NH_4HSO_4 при охлаждении ниже $T_1 = 270.9$ К возникает \mathbf{P}_s вдоль оси с псевдоромбической ячейки (пространственная группа $P2_{1/c}$), которая плавно нарастает до $\sim 0.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ и скачком изменяется до нуля при температуре $T_2 = 159.3$ К. В этой точке происходит переход первого рода в антисегнетоэлектрическое состояние (P_i).

Оксидные пленки Al_2O_3 имели диаметр пор 60 нм, размер ячейки 125 нм и глубину 50 мкм. Электронная фотография поверхности пленки представлена на рисунке 1. Силикатные матрицы SBA-15 имеют гексагональную сотовую структуру с толщиной стенок 0,6-0,8 нм и калиброванным диаметром пор-каналов. Размер пор матрицы SBA-15, использованной в исследовании, оценивался по изотермам абсорбции-десорбции азота и дифракции рентгеновского излучения и составлял 7,5 нм. На рисунке 2 показано строение мезопористого силикатного материала MCM-41 [4]. Этот материал имеет гексагональную структуру типа пчелиных сот с толщиной стенок $h_w = 0,6 - 0,8$ нм и калиброванным размером каналов-пор d , который можно направлено изменять в диапазоне 3 – 10 нм (в данной работе исследовались образцы с размером пор 3,7 нм).

Установка для исследований нелинейных диэлектрических свойств нанокомпозитов включала в себя генератор гармонических колебаний с рабочей частотой 2 кГц. Сигнал снимался с резистора, включенного последовательно с образцом, и подавался на цифровой анализатор спектра. В процессе эксперимента регистрировались амплитуды основного сигнала и третьей гармоники, отношение которых представляет коэффициент третьей гармоники $\gamma_3\omega$. Для измерения линейных диэлектрических свойств применялся цифровой измеритель имmittанса E7-25 с частотным диапазоном от 20 Гц до 1 МГц. Более подробно методика нелинейных измерений описана в [5]. Точность определения температуры составляла 0,2 К.

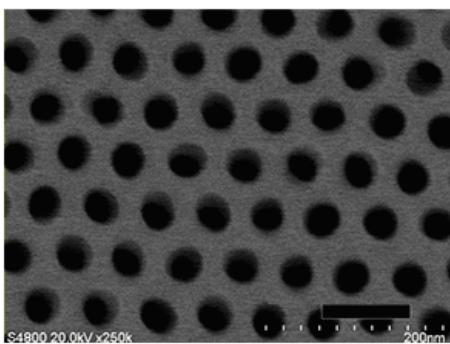


Рис. 1. Морфология поверхности пленки Al_2O_3 , полученная при помощи электронного микроскопа.

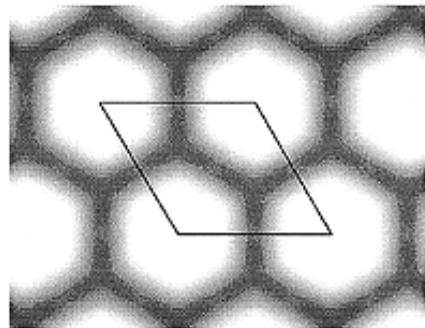


Рис. 2. Распределение электронной плотности для MCM-41.

На рис. 3 представлен температурный ход диэлектрической проницаемости ϵ' при нагреве и охлаждении для бисульфата аммония в различных пористых матрицах в сравнении с объемным образцом. С уменьшением размера пор наблюдается увеличение сдвига температуры фазового перехода в сторону низких температур. Данные диэлектрических измерений были подтверждены исследова-

ниями коэффициента третьей гармоники $\gamma_{3\omega}$, температурная зависимость которой для различных матриц представлена на рис. 4. Для бисульфата в пористых матрицах MCM-41 и Al_2O_3 наблюдается размытие в точке аномалии фазового перехода.

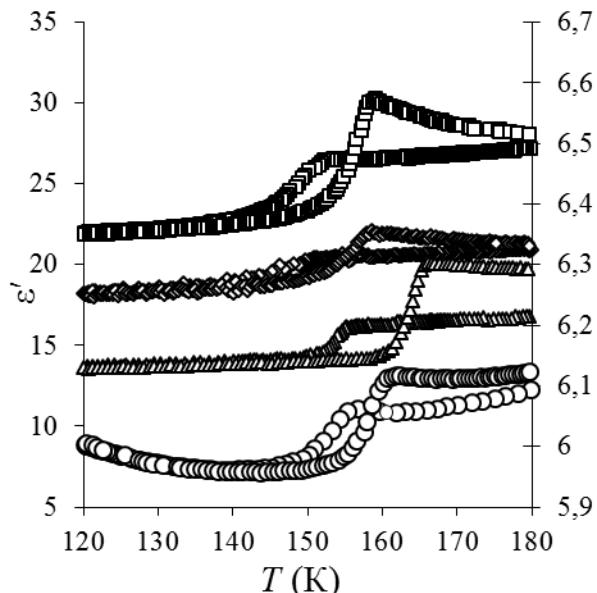


Рис. 3. Зависимости $\epsilon'(T)$ для NH_4HSO_4 в порах: SBA-15 (□), MCM-41 (◊), Al_2O_3 (○) по вспомогательной оси и объемного (Δ).

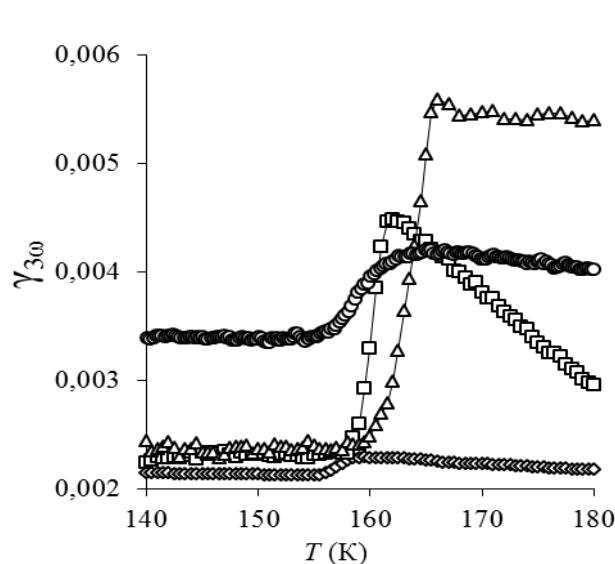


Рис. 4. Зависимости $\gamma_{3\omega}(T)$ при нагреве для NH_4HSO_4 в порах: SBA-15 (□), MCM-41 (◊), Al_2O_3 (○) и объемного (Δ).

Таким образом, линейные и нелинейные свойства сегнетоэлектрика NH_4HSO_4 зависят как от размера пор, их морфологии, а также диэлектрических свойств матрицы. Как следует из графиков (рис. 3, 4), уменьшение размера пор приводит к сдвигу фазового перехода в область низких температур.

1. Baryshnikov, S.V., Stukova E.V., Tien C., Charnaya E.V., Lee M.K., Michel D., Bohlmann W. Dielectric properties of mesoporous sieves filled with NaNO_2 // Ferroelectrics. – 2008. – Т. 363, № 1. – С. 177-186.
2. Барышников, С.В., Чарная, Е.В., Милинский, А.Ю., Стукова, Е.В. Диэлектрические свойства кристаллических бинарных смесей $\text{KNO}_3\text{-AgNO}_3$ в нанопористых силикатных матрицах // ФТТ. – 2010. – Т. 52, № 2. – С. 365-369.
3. Pepinsky, R., Vedam, K., Okaya, Y.S., Hosino, S. Ammonium Hydrogen Sulfate: A New Ferroelectric with Low Coercive Field // Phys. Rev. – 1958. – V.111. – P. 1508-1510.
4. Suan, J. Mesoporous molecular sieves : From catalysis to solid phase synthesis // A Thesis Master of Science. – 1999. – V. 18. – P. 154-155.
5. Милинский, А.Ю., Шацкая, Ю.А., Антонов, А.А., Барышников, С.В. Метод нелинейной диэлектрической спектроскопии для исследования сегнетоэлектриков в случае сильных полей // Изв. Самарского научного центра РАН. – 2014. – Т.16, № 4-1. – С.83-89.

ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТИТАНАТА СВИНЦА

Т.А. Меределина, С.В. Барышников

Исследованы диэлектрические свойства проводящих кристаллов PbTiO₃ в районе фазового перехода. Показано, что для PbTiO₃(Gd) наблюдается рост как действительной, так и минимой частей диэлектрической проницаемости при этом tgδ при нагреве меньше чем при охлаждении.

Ключевые слова: сегнетоэлектрик, диэлектрическая проницаемость, проводимость, фазовый переход.

THE EFFECT OF CONDUCTIVITY ON DIELECTRIC PROPERTIES OF LEAD TITANATE

The dielectric properties of conducting PbTiO₃ crystals near the phase transition are investigated. It is shown that for PbTiO₃ (Gd), the increase of both the real and imaginary parts of the dielectric constant is observed, tgδ upon heating is less than upon cooling.

Key words: ferroelectric, dielectric permittivity, conductivity, phases transition.

Как указывалось в ряде работ [1-4], влияние свободных носителей заряда на свойства сегнетоэлектрических кристаллов сводится к экранированию спонтанной поляризации. В таких кристаллах установление спонтанной поляризации сопровождается накоплением компенсирующего заряда, который сводит энергию электрического поля к минимуму. При этом на низких частотах появляется дополнительный механизм поляризации с Максвелловским временем релаксации ($\tau = \epsilon' \epsilon_0 / \sigma$).

Данная работа посвящена исследованию влияния свободных носителей заряда на диэлектрические свойства проводящих кристаллов титаната свинца.

В эксперименте использовались номинально чистые кристаллы PbTiO₃ и кристаллы PbTiO₃ с добавлением гадолиния Gd (0,5 ат. %), выращенные по методу Ремейки из раствора в расплаве KF [2]. Удельная проводимость образцов при комнатной температуре составляла: $1,6 \cdot 10^{-8}$ (Ом·см)⁻¹ – для чистого PbTiO₃ и $5,6 \cdot 10^{-8}$ (Ом·см)⁻¹ – для кристалла с примесью гадолиния.

Титанат свинца при комнатной температуре имеет тетрагональную структуру с параметрами $a = 0,3904$ нм и $c = 0,4150$ нм. При повышении температуры параметр a – увеличивается, параметр c – уменьшается, в районе фазового перехода (490-510°C) решетка становится кубической. Электронная оболочка иона свинца значительно отличается от электронной оболочки ионов щелочноземельных металлов, большая доля связей в титанате свинца является ковалентной. Значительные электростатические силы диполь-дипольного взаимодействия приводят к сравнительно высокой температуре Кюри и большой спонтанной поляризации, при комнатной температуре (~ 70 мКл/см²), что почти в три раза превышает соответствующую величину для BaTiO₃.

Для измерения электрических характеристик использовался цифровой измеритель имmittанса E7-25 с частотным диапазоном 25 Hz-1 MHz и автоматической записью результатов измерений на

компьютере. Нагрев и охлаждение образцов проводились в температурном интервале 20-540°С, температура фиксировалась электронным термометром ТС-6621, точность измерений составляла – 0,2 °С. Для получения электродов использовалась серебряная паста.

Исследования температурной зависимости диэлектрических свойств PbTiO_3 и $\text{PbTiO}_3(\text{Gd})$ показали, что ϵ' для кристаллов с Gd значительно больше, чем для чистых кристаллов (рис.1). Кроме этого наличие Gd в образце приводит к сдвигу температуры Кюри в сторону низких температур. Можно предположить, что увеличение диэлектрической проницаемости образцов $\text{PbTiO}_3(\text{Gd})$ связано с увеличением концентрации свободных носителей. О чем свидетельствует ход температурной зависимости удельной проводимости для номинально чистых кристаллов титаната свинца и кристаллов с добавкой Gd (рис. 2).

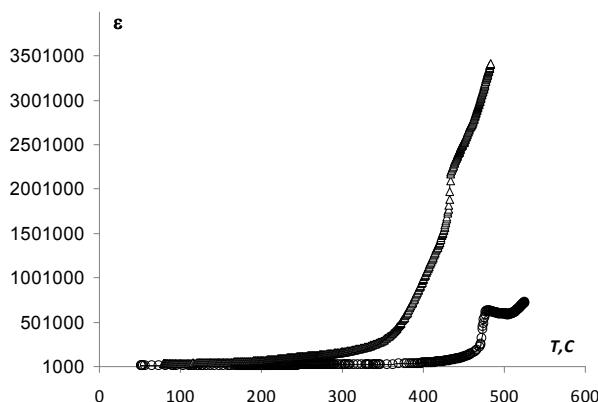


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости образцов PbTiO_3 , чистого (2) и с примесью Gd (1) на частоте 100 kHz.

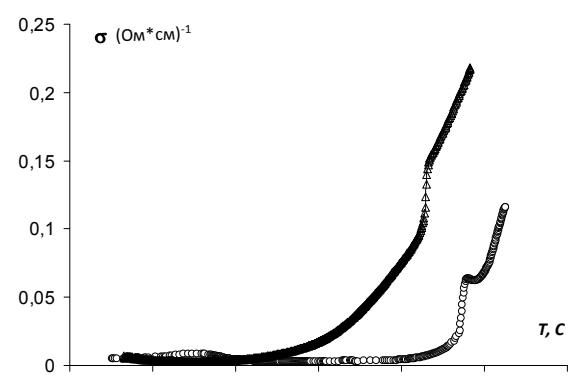


Рис. 2. Температурная зависимость проводимости образцов PbTiO_3 чистого (2) и с примесью Gd (1) на частоте 100 kHz.

На рис. 3 приведена температурная зависимости $\text{tg}\delta$ в процессе нагрева и охлаждения для титаната свинца с добавкой Gd, из которого следует, что при нагреве диэлектрические потери меньше чем при охлаждении. Это явление может быть обусловлено тем, что при нагреве носители заряда, компенсирующие \mathbf{P}_s , связаны и не дают вклад в сквозную проводимость, а при охлаждении ниже T_c этим зарядам требуются значительные времена для перераспределения. Как было показано в [5] для проводящих кристаллов $\text{KNbO}_3(\text{Sm})$ эти времена могут составлять несколько часов.

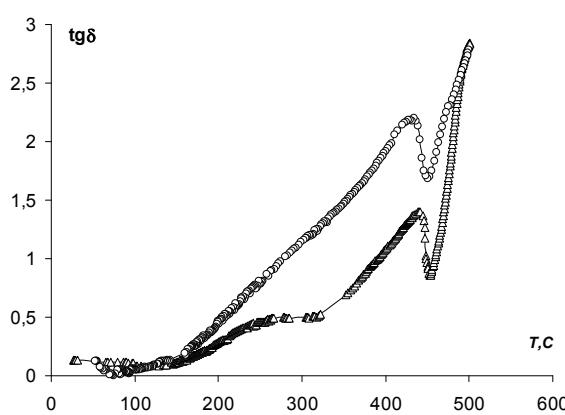


Рис. 3. Зависимость $\text{tg}\delta$ образца $\text{PbTiO}_3(\text{Gd})$ в процессе нагрева (2) и охлаждения (1) на частоте 100 kHz

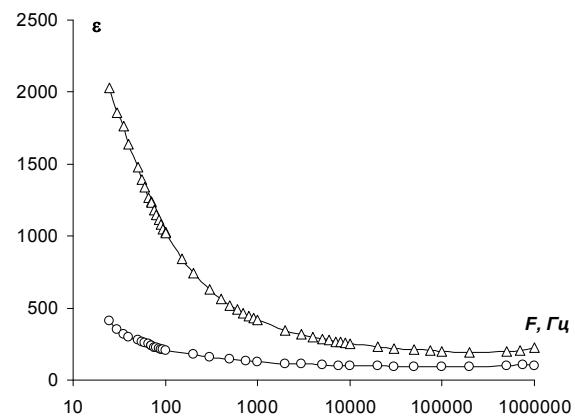


Рис. 4. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости образцов PbTiO_3 чистого (2) и с примесью Gd (1).

Частотная зависимость диэлектрической проницаемости при комнатной температуре для обоих образцов приведена на рисунке 4. Как показал анализ, зависимости $\epsilon'(\omega)$ для PbTiO_3 не подчиняется формуле Дебая, что может быть связано с рядом причин. Во-первых, в сегнетоэлектрических кристаллах может существовать несколько времен релаксации соответствующих различным механизмам поляризации. Во-вторых, для механизма Максвелл-Вагнера наибольшие времена релаксации, как правило, имеют носители, локализованные на доменных стенках, которые по мере прогрева и уменьшения спонтанной поляризации могут освобождаться. В этом случае на зависимости $\epsilon'(T)$ может появляться дополнительная аномалия вблизи фазового перехода [6]. Третьей причиной отклонения зависимости $\epsilon'(\omega)$ от формулы Дебая может являться то, что диэлектрическая проницаемость среды будет определяться через Максвелловское время ($\tau_m = \epsilon' \epsilon_0 / \sigma$), которое в свою очередь есть функция диэлектрической проницаемости. Учет этого факта приводит к более сложной зависимости $\epsilon'(\omega)$, чем даваемая соотношением Дебая.

-
1. Фридкин, В.М. Сегнетоэлектрики – полупроводники. – М.: Наука, 1976. – 408 с.
 2. Бурсиан, Э.В. Нелинейный кристалл титанат бария. – М.: Наука, 1974. – 295 с.
 3. Барышников, С.В., Меределина, Т.А., Шацкая, Ю.А., Антонов, А.А. Линейные и нелинейные диэлектрические свойства сегнетоэлектрических композитов $(\text{KH}_2\text{PO}_4)_{1-x}/(\text{Pb}_{0,95}\text{Ge}_{0,05}\text{Te}(\text{Ga})_x)$ // Перспективные материалы. – 2015. – № 5. – С. 26-33.
 4. Барышников, С.В., Барышников, А.С., Баранов, А.Ф., Маслов, В.В. Особенности диэлектрических аномалий $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}(\text{Ga})$ в районе сегнетоэлектрического фазового перехода // Физика твердого тела. – 2008. – Т. 50, № 7. – С. 1270-1273.
 5. Меределина, Т.А., Барышников, С.В., Стукова, Е.В. Вклад свободных носителей заряда в диэлектрический отклик кристаллов ниобата калия // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2016. – Т. 80, № 9. – С. 1297-1300.
 6. Меределина, Т.А., Барышников, С.В. Влияние свободных носителей на электрические свойства кристаллов KNbO_3 // Известия Самарского научного центра РАН. – 2013. – Т. 15, № 4. – С. 72-74.

Секция 3

Космическое материаловедение

УДК 621.762; 537.523.4

ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ ИЗ FeCrWMoCoNiBC МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

А.А. Бурков, А.В. Зайцев, Сюй Н.А.

Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

Работа посвящена нанесению аморфных покрытий состава FeNiCrWMoCoCB на сталь 35 электроискровой обработкой в среде гранул из металлов и сплавов и изучению их свойств. Изучение жаростойкости покрытий при температурах 600, 700 и 800°C показало, что она выше чем у стали 35 в 8,7, 6,3 и 3,0 раза, соответственно. Износстойкость FeNiCrWMoCoCB покрытий в режиме сухого скользящего износа при нагрузках 10 и 25 Н была в 2,2 и 1,7 раз выше, соответственно, чем у стали 35. Образцы с покрытиями на основе показали высокую активность к разложению раствора метиленового синего, как в присутствии пероксида водорода так и без него.

Ключевые слова: металлические стекла на основе железа, покрытия, электроискровая обработка в гранулах, сталь 35, электроискровое легирование, износстойкость, жаростойкость.

TRIBOLOGICAL AND CHEMICAL PROPERTIES OF METALLIC GLASSES COATINGS FROM FeCrWMoCoNiBC

The work is devoted the deposition of amorphous coatings of the composition FeNiCrWMoCoCB on steel 35 by electrospark treatment in a medium of granules of metals and alloys and study their properties. Heat resistance of coatings at temperatures of 600, 700 and 800 °C is higher than in steel 35 in 8.7, 6.3 and 3.0 times, respectively. The wear resistance of FeNiCrWMoCoCB coatings in the regime of dry sliding wear at 10 and 25 N loads was 2.2 and 1.7 times higher, respectively, than in steel 35. Samples with coatings on the base showed a high activity to decompose the methylene blue solution, both in the presence Hydrogen peroxide and without it.

Key words: Fe-based metallic glass, coatings, electrospark granules deposition, steel 1035, electrospark deposition, wear resistance, corrosion resistance.

Работа выполнена за счет средств гранта Правительства Хабаровского края (распоряжение от 19 мая 2017 г. №319-рп).

Введение

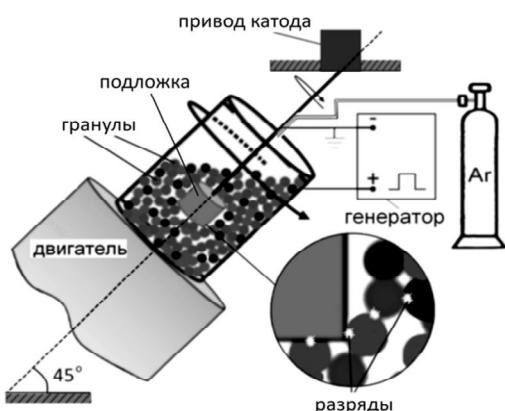


Рис. 1. Схема установки для электроискровой обработки в среде гранул.

Металлические стекла (МС), также называемые аморфными металлическими сплавами, привлекают большое внимание исследователей благодаря своим превосходным механическим, физическим и катализитическим свойствам. Наибольшее распространение получили МС на основе железа [1, 2] по причине их низкой стоимости, отличных магнитно-мягких свойств, высокой твердости, коррозионной и трибологической устойчивости и т.д.

Для автоматизации электроискрового легирования, нами была предложена технология нанесения покрытий в гранулах, которые выполняют функцию рабочего электрода (анода), при этом гранулы состояли из разных металлов и сплавов (рис. 1, табл. 1).

*Таблица I
Состав смеси гранул*

Состав сплава	Массовое соотношение сплавов, %	Концентрация элементов в смеси гранул, ат.%							
		Fe	Cr	W	Mo	Co	Ni	B	C
Cr ₃ C ₂ +50%Fe	16,68	33	8	8	8	8	8	11	16
WC+8%Co	29,66								
Mo	13,63								
Fe	11,48								
Co	5,99								
Ni	9,32								
B ₄ C+80%Fe	13,24								

Целью данной работы было изучение износостойкости, коррозионной устойчивости и катализической активности покрытий из металлических стекол на подложке из стали 35, полученных методом электроискровой обработки в гранулах состава Fe₃₃Ni₈Cr₈W₈Mo₈Co₈C₁₆B₁₁.

Результаты и их обсуждение

В процессе эксперимента по определению жаростойкости электроискровых FeNiCrWMoCoCB покрытий при температурах (T) 600, 700 и 800°C за 40 часов испытаний образцы прибавили в массе в 8,7, 6,3 и 3,0 раз меньше, чем сталь 35, соответственно (рис. 2а). Таким образом, защитный эффект FeNiCrWMoCoCB покрытия на стали 35 снижался с повышением температуры. Тогда как скорость приращения массы остальных образцов подчинялась параболическому закону. Для расчета энергии активации процесса окисления образцов был построен график Аррениуса в координатах lnk относительно 1000/T (рис. 2б). Вычисленная энергия активации окисления покрытий из FeNiCrWMoCoCB МС составила 137,2, тогда как у стали 35 она составила 108,9 кДж*моль⁻¹.

При трении образов относительно быстрорежущей стали Р6М5 реализовывался режим скользящего износа. Износостойкость образцов за 30 км испытаний на скорости 1,9 м*с⁻¹ при нагрузках 10 и 25 Н была в 2,2 и 1,7 раз выше, чем у стали 35, соответственно (рис. 3а). Однако при нагрузке 50 Н покрытие изнашивалось на 25% быстрее стали. Результаты показали, что износостойкость образцов не коррелировала с микротвердостью, поскольку микротвердость покрытий из FeNiCrWMoCoCB МС была ~16 ГПа, а у стали 35 всего 2,2 ГПа.

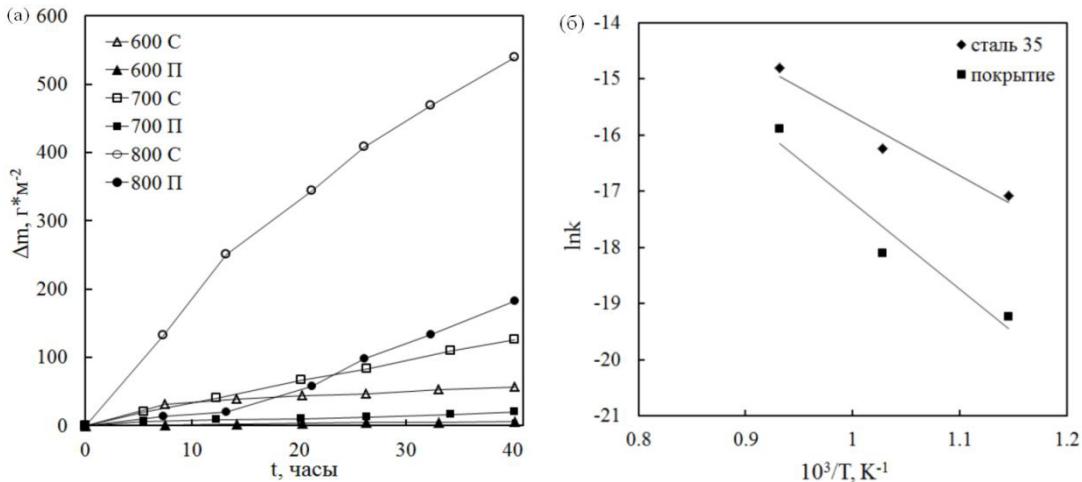


Рис. 2. Жаростойкость (а) покрытий (Π), по сравнению со сталью 35 (С) и (б) график Аррениуса.

На рис. 3б показана кинетика изменения концентрации раствора метиленового синего (Mb). Из него следует, что скорость разложения красителя в растворе с пероксидом водорода и без него практически нулевая (рис. 3б, линии 1, 2).

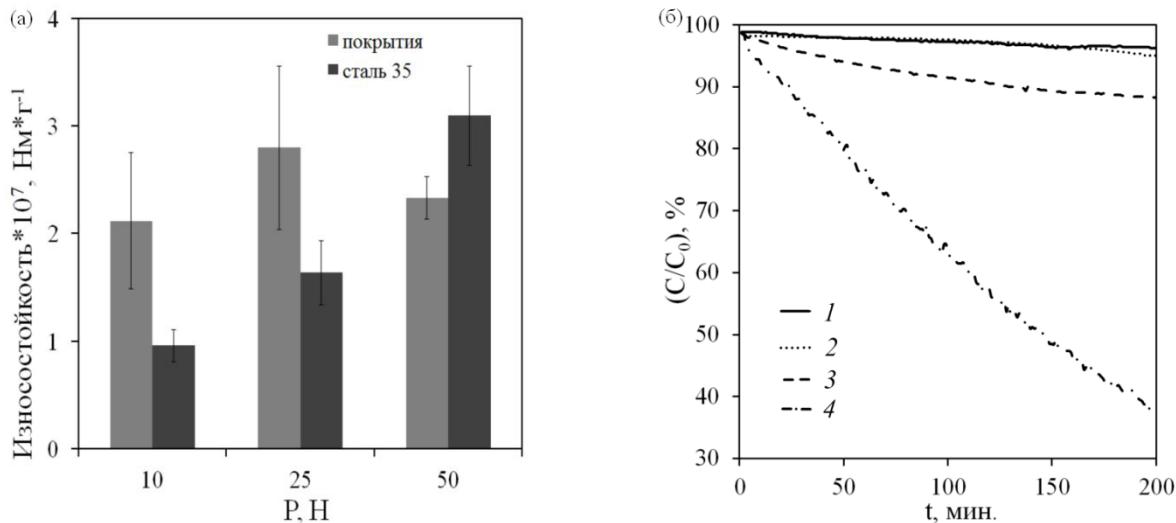
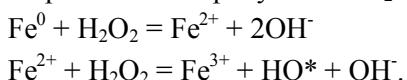


Рис. 3. (а) Извносстойкость покрытий на основе FeNiCrWMoCoCB МС по сравнению со сталью 35 при различных нагрузках; (б) Кинетика изменения концентрации раствора красителя Mb:

- 1) p-p Mb;
- 2) p-p Mb + H_2O_2 ;
- 3) p-p Mb + образцы;
- 4) p-p Mb + H_2O_2 + образцы.

В присутствии образцов с покрытиями на основе FeNiCrWMoCoCB МС и перекиси водорода краситель разлагался в 16 раз быстрее, чем раствор Mb с H_2O_2 без образцов. При этом образцы в 4,5 раза ускоряли разложение раствора Mb даже без перекиси водорода. Активность FeNiCrWMoCoCB МС объясняется присутствием нуль валентного железа (Fe^0) [1]. В процессе реакции Fe^0 может реагировать непосредственно с молекулами метиленового синего $\text{Fe}^0 - 2\text{e}^- = \text{Fe}^{2+}$, что приводит к обесцвечиванию красителя. В присутствии H_2O_2 происходило его взаимодействие с Fe^0 :



Радикал HO* обладает высокой активностью к разрушению хромофорных структур в органических красителях, и поэтому скорость разложения Mb в присутствии H_2O_2 была выше, чем без него.

Заключение

Электроискровая обработка стали в смеси гранул состава $\text{Fe}_{33}\text{Ni}_8\text{Cr}_8\text{W}_8\text{Mo}_8\text{Co}_8\text{C}_{16}\text{B}_{11}$, собранной из кристаллических сплавов и чистых металлов, позволяет формировать покрытия толщи-

ной около 80 мкм с преобладанием аморфной структуры. Покрытия слабо повышали износостойкость стали (1,7–2,2 раза) но сильно увеличивали ее жаростойкость при температурах 600–700°C. FeNiCrWMoCoСВ покрытия ускоряли разложение метиленового синего в 16 и 4,5 раза в присутствии H_2O_2 и воды, соответственно.

1. Liu, P., Zhang, J.L., Zha, M.Q., Chan Hung Shek, C.H. Synthesis of an Fe rich amorphous structure with a catalytic effect to rapidly decolorize azo dye at room temperature // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2014. – V. 6. – P. 5500-5505.

2. Burkov, A.A., Pyacin, S.A., Ermakov, M. A., Syuy, A.V. In situ synthesis and characterization of Fe-based metallic glass coatings by electrospark deposition technique // Journal of Materials Engineering and Performance. – 2017. – V. 26. – P. 901-908.

УДК 535:548.1.024

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО КАЧЕСТВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ С ИХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

А.В. Сюй, Н.Н. Прокопив

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

Экспериментально определена оптическая однородность кристаллов ниобата лития поляризационно-интерференционным методом. Поляризационным методом определены электрооптические коэффициенты кристалла. Проведены сравнительные исследования между оптической однородностью и электрооптическими коэффициентами.

Ключевые слова: монокристалл ниобата лития, оптическая неоднородность, коноскопическая картина, электрооптический коэффициент.

COMPARATIVE INVESTIGATIONS OF THE OPTICAL QUALITY OF LITHIUM NIOBATE CRYSTALS WITH THEIR ELECTRO-OPTICAL COEFFICIENTS

Optical homogeneity of lithium niobate crystals was experimentally determined by the polarization-interference method. Electro-optical coefficients of the crystal are determined by the polarization method. Comparative studies have been carried out between optical homogeneity and electro-optical coefficients.

Key words: lithium niobate single crystal, optical heterogeneity, conoscopic picture, electro-optic coefficient.

Введение

Монокристалл ниобата лития ($LiNbO_3$) является фазой переменного состава и относится к одним из наиболее важных материалов электронной техники, физические свойства которого могут существенно контролироваться его составом [1]. Оптическое качество образцов определяет сферу практического применения кристаллов ниобата лития. К вопросу об оптическом качестве кристаллов

ниобата лития и способах проверки ученые обращались многократно [2, 3]. Наличие оптических неоднородностей приводит к изменению физических параметров кристаллов, таких как электрооптические коэффициенты, показатель преломления, коэффициент поглощения и т.д. В микроэлектронике размеры кристаллов составляют несколько микрометров, и вопрос однородности кристаллов не создает трудностей для технологов, например в планарной технике. Особенно остро встает вопрос оптического качества кристаллов, когда используются образцы крупных размеров. Такие исследования представляют интерес для отработки промышленных технологий выращивания крупногабаритных высокосовершенных оптических однородных монокристаллов ниобата лития разного состава.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В качестве объекта исследования выбран монокристалл ниобата лития достаточно крупных размеров ($14 \times 14 \times 11$ мм вдоль кристаллофизических осей $x \times y \times z$ соответственно). Электрооптические коэффициенты определяются поляризационным методом [4]. В каждой такой точке входной грани кристалла фиксируется интенсивность излучения в зависимости от напряжения, приложенного к кристаллу в направлении перпендикулярном распространению излучения. Затем по полученным зависимостям относительной интенсивности света вычисляются разность фаз $\Delta\phi$ и электрооптические коэффициенты [5].

Для определения оптических неоднородностей в объеме кристалла используется интерференционный метод лазерной коноскопии [2]. Суть метода заключается в сканировании сильно расходящимся лазерным пучком объема кристалла. Сканируя весь объем кристалла, набирается полная информация о наличие оптических однородностей по всему объему исследуемого образца.

По полученным данным построены графики зависимости электрооптических коэффициентов ниобата лития в зависимости от координаты входной грани кристалла (рис. 1).

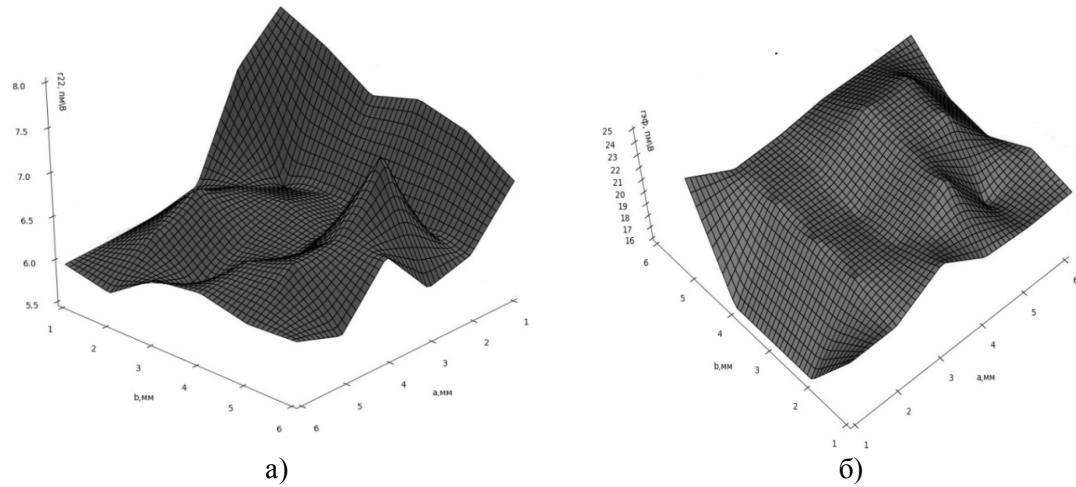


Рис. 1: Значение электрооптического коэффициента кристалла ниобата лития в различных точках входной грани кристалла а) r_{22} , б) r_{ϕ}

Как видно из полученных данных значения коэффициентов r_{22} сильно отличаются друг от друга (от 5.79 до 7.89 пм/В) в различных точках входной грани кристалла. Также есть отличия в различных точках кристалла значения эффективного электрооптического коэффициента r_{ϕ} (от 16.27 до 24.92 пм/В), за исключением коэффициентов, измеренных у края кристалла, что может свидетельствовать о наличии дефектов или присутствии механических напряжений возникших при резке кристалла.

На рис. 2 представлены значения величины двуосности кристалла (угол двуосности θ) в различных точках входной грани кристалла.

Как видно из рис. 2, в точках, в которых проявляется двуосность кристалла, при отсутствии внешнего электрического поля, значения величины двуосности мало отличаются друг от друга. Эти данные могут свидетельствовать о наличии дефектов в нем, вызванным неправильным ростом кристалла, или предысторией кристалла.

Полученные данные свидетельствуют о наличие оптических неоднородностей в данном кристалле вдоль оси z, что может быть вызвано несколькими причинами: нарушением технологии роста кристалла, наличием дефектов, предыстории образца и т.д.

Отметим, что вид коноскопических картин достаточно хорошо коррелирует с вычисленными значениями электрооптических коэффициентов кристалла ниобата лития в зависимости от координаты точки входной грани кристалла. А именно, на краях исследуемого образца величина двуосности значительно увеличивается, пропорционально увеличению значений коэффициентов r_{22} .

Заключение

Искажение коноскопических картин, отклонения электрооптических коэффициентов от среднего значения свидетельствуют об ухудшении оптического качества кристалла. Коноскопический метод можно использовать как экспресс метод для визуального определения наличия оптических неоднородностей в кристаллах и для расчета величины двулучепреломления по значению двуосности. Используя поляризационный метод можно количественно определить степень неоднородности исследуемого кристалла. Таким образом, эти методы дополняют друг друга.

1. Кузьминов, Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. – М.: Наука, 1987. – 264 с.
2. Криштоп, В.В., Литвинова, М.Н., Ефременко, В.Г., Строганов, В.И., Сюй, А.В., Денисов, А.В., Грунский, О.С. Определение оптической неоднородности кристаллов по последовательности коноскопических фигур // Оптический журнал. – 2006. – Т. 73, № 12. – С. 84-86.
3. Оптический способ контроля качества кристаллов : а.с. SU 1783394 A1 СССР: МПК⁵¹ G01N21/88 / Е.Л. Лебедева, П.Н. Занадворов, С.А. Норматов, А.Л. Пирозерский, Ю.А. Серебряков. Заявитель и патентообладатель – Ленинградский государственный университет № 4885205/25, заявл. 26.11.90; опубл. 23.12.92, Бюлл. № 47.– 6 с.
4. Aillerie, M., Abarkan, M., Kostritskii, S., Kokanyan, E. Third column electro-optical coefficients of zirconium-doped congruent lithium niobate crystals // Optical materials. – 2014. – V. 36. – P. 1238-1242.
5. Мустель, Е.Р., Парыгин, В.Н. Методы модуляции и сканирования света. – М.: Наука, 1970. – 296 с.

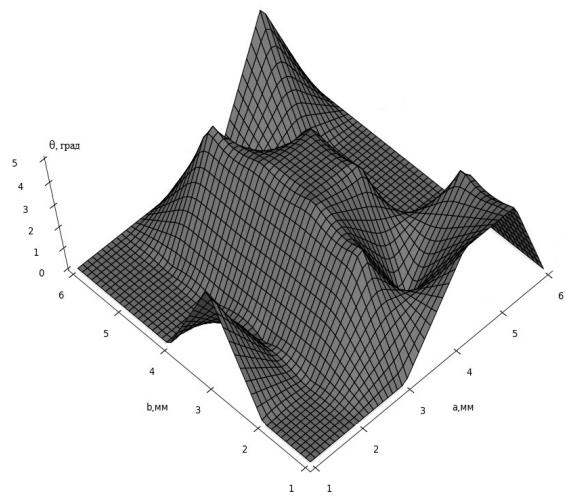


Рис. 2. Значение величины двуосности в различных точках входной грани кристалла.

Секция 4

Оптика и лазерная физика

УДК 535

КОМПОЗИТ ИЗ ДВУХ ТИПОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ, ИМЕЮЩИЙ ЕДИНИЧНЫЙ ИЛИ НУЛЕВОЙ ПОКАЗАТЕЛИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Б.Б. Авербух, Е.Е. Новикова

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Показано, что среда из двух видов электрических диполей (каждый со своей поляризаемостью) может вести себя как среда с нулевым или единичным показателем преломления на заданной частоте.

Ключевые слова: показатель преломления, молекулярная оптика, излучение электрического диполя, полное отражение.

COMPOSITE FROM TWO TYPES OF ELECTRIC DIPOLE MONLAYERS WITH UNITY OR ZERO REFRACTIVE INDEX AT A PREZET FREQUENCY

It is shown that the environment of the two kinds of electric dipoles (each with its polarizability) may behave as a medium with zero or a unity refractive index at a given frequency.

Key words: a refractive index, molecular optics, radiation of electric dipole, full reflection.

В настоящей работе рассматривается возможность получения материалов, скомпонованных из электрических диполей и имеющих единичный или нулевой показатели преломления.

Среда состоит из двух типов периодически расположенных электрических дипольных монослоев. Точечные диполи первого типа (d_1) с поляризаемостью $A_{d1} = A'_{d1} - iA''_{d1}$, распределенные неупорядоченно с плотностью N_{d1} , формируют нечетные монослои, а второго типа (d_2) – с поляризаемостью $A_{d2} = A'_{d2} - iA''_{d2}$ и с плотностью распределения N_{d2} – четные монослои. Монослои лежат в плоскостях xy , пересекающих ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между монослоями по оси z равны a , причем $a \ll \lambda$, где λ – длина волны излучения. Индуцированный электрический дипольный момент пропорционален падающему на него электрическому полю. Поля диполей учитываются полностью. Внешнее поле рассеивается монослоями диполей вперед и назад. Каждый дипольный монослой находится в поле излучения других монослоев.

Пусть на первый монослой падает под углом α поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_0 \mathbf{r}) \quad (1)$$

с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Вектор \mathbf{k}_0 имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$. Индуцированные дипольные моменты первого монослоя излучают. Электрическое и магнитное поля, рассеянные этим монослоем вперед, равны [1]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) &= -iP_{d1}E_0\mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2), \\ P_{d1} &= P'_{d1} - iP''_{d1} = N_{d1}A_{d1}k^2/2k_{0z}, \\ \mathbf{H}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) &= -iP_{d1}E_0(\cos\alpha\mathbf{e}_y - \sin\alpha\mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_2), k = \omega/c. \end{aligned} \quad (2)$$

Векторы \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z – единичные векторы вдоль соответствующих осей.

На второй монослой диполей падают поля $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{10}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{10}$. Представив $1 - iP_d$ в виде $F_d \exp(-i\varphi_{d1})$, поле преломленной первым монослоем волны запишем в виде

$$(1 - iP_{d1})\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2 > z_1) = F_{d1}E_0\mathbf{e}_0 \exp[i\omega t - ik_{0y}y_2 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a], \quad (3)$$

где $k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d/a$, а $F_d = \sqrt{(1 - P''_{d1})^2 + P'^2_{d1}}$ и $\varphi_{d1} = \arctg[P'_{d1}/(1 - P''_{d1})]$ дают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные первым монослоем диполей. Диполь второго монослоя «чувствует» поле преломленной волны с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$. Индуцированный дипольный момент диполя второго монослоя равен $A_{d2}(1 - iP_{d1})\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Электрическое и магнитное поля, излученные диполями второго монослоя, вычисляются аналогично излучению диполей первого монослоя и даются выражениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) &= -iP_{d2}E_0\mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3), \\ P_{d2} &= N_{d2}A_{d2}k^2/2k_{0z}, \\ \mathbf{H}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) &= -iP_{d2}(1 - iP_{d1})E_0(\cos\alpha\mathbf{e}_y - \sin\alpha\mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3). \end{aligned} \quad (4)$$

Поле \mathbf{E}_{20} интерферирует с полями \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}_{10} , формируя преломленную волну

$$(1 - iP_{d1})(1 - iP_{d2})\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3 > z_2) = \mathbf{e}_0 E_0 F_{d1} F_{d2} \exp[i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a - ik_{3z}a], \quad (5)$$

распространяющуюся вперед с волновым вектором $\mathbf{k}_3 = (0, k_{0y}, k_{3z})$, где $k_{3z} = k_{0z} + \varphi_{d2}/a$. Здесь $1 - iP_{d2} = F_{d2} \exp(-i\varphi_{d2})$, а $F_{d1} = \sqrt{(1 - F''_{d2})^2 + P'^2_{d2}}$ и $\varphi_{d2} = \arctg[P'_{d2}/(1 - P''_{d2})]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные излучением второго монослоя. Диполь третьего монослоя «чувствует» поле с волновым вектором \mathbf{k}_3 . Индуцированный дипольный момент диполя третьего монослоя, находящегося в точке (x_3, y_3, z_3) , равен $A_{d3}(1 - iP_{d1})(1 - iP_{d2})\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_3)$. И так далее.

Набег фазы волны, прошедшей $2q$ монослоев, равен $[qk_{2z} + (q-1)k_{3z}]a$ и может быть представлен в виде $K_z(2q-1)a$, где K_z – z -компоненты среднего волнового вектора $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$. При $q \gg 1$ получается, что:

$$K_z k_{0z} + (\varphi_{d1} + \varphi_{d2})/2a. \quad (6)$$

Модуль вектора \mathbf{K} равен $K = (k_{0y}^2 + K_z^2)^{1/2}$. Представляя эту величину в виде kn , введем реальную часть n показателя преломления среды в целом:

$$n = [1 + 2\xi \cos\alpha + \xi^2]^{1/2}, \xi = (\varphi_{d1} + \varphi_{d2})/2ak_0. \quad (7)$$

1. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} > 0$, то $K_z > k_{0z}$, что соответствует обычному преломлению $n > 1$ при переходе из менее плотной среды в более плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к нормали к границе раздела.

2. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = 0$ (т.е. положительный сдвиг фазы φ_{d1} компенсируется отрицательным сдвигом φ_{d2}), то $n = 1$. При $|P_{d1}| \ll 1$ и $|P_{d2}| \ll 1$ условие $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = 0$ переходит в $P'_{d1} + P''_{d2} = 0$ и в не зависящее от угла падения условие $N_{d1}A'_{d1} + N_{d2}A''_{d2} = 0$, связывающее между собой плотности распределения диполей N_{d1} и N_{d2} с вещественными частями их поляризумостей A'_{d1} и A''_{d2} . Значит, либо $A'_{d1} > 0$ и $A''_{d2} < 0$, либо $A'_{d1} < 0$ и $A''_{d2} > 0$. Показатель преломления среды n можно в этом случае представить в виде

$$n = n_{d1}n_{d2} = (1 + N_{d1}A'_{d1}/2a)^{1/2} (1 + N_{d2}A''_{d2}/2a)^{1/2}, \quad (8)$$

где n_{d1} и n_{d2} – показатели преломления двух сред, состоящих из d_1 и d_2 монослоев соответственно. Монослои каждой из сред находятся на расстоянии $2a$ друг от друга. Распространение волн возможно при $n_{d1} > 0$ и $n_{d2} > 0$. Если $A'_{d1} > 0$ и $A''_{d2} < 0$, то нужно выполнение условий $1 + N_{d1}A'_{d1}/2a > 0$ и $N_{d2}|A''_{d2}|/2a < 1$. В этом случае $k_{2z} > k_{0z}$ и $k_{3z} < k_{0z}$. Получается, что с точностью до малых величин второго порядка волновой вектор, распространяющейся вперед волны, отклоняется от направления \mathbf{k}_0 то в одну сторону, то в другую, выдерживая в среднем направление \mathbf{k}_0 . Среда не преломляет. Коэффициент отражения от нее равен нулю. Поле как бы «не замечает» среду.

3. При $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$ и $k_{0z} > |\varphi_{d1} + \varphi_{d2}|/2a$ имеем $0 < K_z < k_{0z}$, что соответствует ($0 < n < 1$) преломлению при переходе из более плотной среды в менее плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к границе раздела.

4. При $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$ и $k_{0z} = |\varphi_{d1} + \varphi_{d2}|/2a$ имеем $K_z = 0$ и $K = k_{0y}$. Поскольку $k_{0z} = k_0 \cos \alpha$, то $\xi = -\cos \alpha$, $n = \sin \alpha$ и угол преломления равен $\pi/2$. Это соответствует неоднородной волне, распространяющейся вдоль оси y . Увеличение угла падения приводит к полному внешнему отражению.

5. Если $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} < 0$, $k_{0z} = |\varphi_{d1} + \varphi_{d2}|/2a$ и $k_{0y} = 0$, то $K = 0$ и $n = 0$. При этом $1 + 2\xi \cos \alpha + \xi^2 = 0$. Для вещественных ξ последнее равенство нулю возможно только при $\cos \alpha = 1$ (т.е. $\alpha = 0$ и $k_{0y} = 0$) и $\xi = -1$, т.е. при $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = -2ak_0$. Значит, рассматриваемая среда может вести себя как среда с нулевым ($n = 0$) показателем преломления только при нормальном падении излучения. Условие $\varphi_{d1} + \varphi_{d2} = -2ak_0$ означает, что набег фазы волны, обусловленный излучением пары из d_1 и d_2 монослоев, компенсирует набег фазы, обусловленный распространением вперед на периоде структуры. При $|P_{d1}| \ll 1$ и $|P_{d2}| \ll 1$ это условие переходит в $P'_{d1} + P''_{d2} = -2ak_0$ и в

$$(N_{d1}A'_{d1} + N_{d2}A''_{d2})/4a = -1, \quad (9)$$

связывающее плотности распределения диполей N_{d1} и N_{d2} , вещественные части поляризумостей A'_{d1} и A''_{d2} и расстояния между монослоями a .

Таким образом, рассматриваемые в данной работе среды из электрических дипольных монослоев двух типов могут (при выполнении соответствующих условий) вести себя как среды с равной нулю или единице реальной частью показателя преломления.

1. Авербух, Б.Б., Авербух, И.Б. Нелинейное резонансное рассеяние света многоатомной системой // Изв. вузов: Физика. – 2009. – Т. 52, № 12. – С. 8-13.

НЕИЗБЕЖНОСТЬ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА БРЮСТЕРА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ

Б.Б. Авербух, М.С. Пономарева

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Среда состоит из плоскопараллельных монослоев точечных электрических диполей. Микроскопически показана справедливость теоремы погашения. Показано, что диполи среды «чувствуют» непоперечное электромагнитное поле. А это приводит к обязательному отклонению от закона Брюстера.

Ключевые слова: закон Брюстера, молекулярная оптика, электрические диполи, непоперечное электромагнитное поле.

INEVITABILITY OF DEVIATION FROM THE BREWSTER'S LAW FROM THE POINT OF VIEW OF MOLECULAR OPTICS

The substance is constructed from plane-parallel monolayers of point electric dipoles. The validity of the extinction theorem is shown. It is shown that the dipoles of the medium «feel» a non-transverse electromagnetic field. And this leads to a mandatory deviation from Brewster's law.

Key words: Brewster's law, molecular optics, electric dipoles, non-transverse electromagnetic field.

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

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

В настоящей работе рассматривается распространение плоской *p*-поляризованной электромагнитной волны через диэлектрик. Диэлектрик представляется состоящим из плоскопараллельных монослоев (плоскости *xy*, пересекающие ось *z* в точках z_1, z_2, z_3, \dots), расположенных периодически на расстоянии *a* друг от друга. Каждый монослой образован точечными электрическими диполями. Диполи одного монослоя расположены неупорядоченно (с плотностью N_d диполей в монослое) и не взаимодействуют друг с другом. Так как внешнее поле распространяется вперед, то рассматривается

рассеяние последовательными монослоями диполей. Поле диполя учитывается полностью, а не только в волновой зоне. Учитывается, что каждый дипольный монослой находится в поле излучения других монослоев. Показана справедливость теоремы погашения. Показано, что диполи среды «чувствуют» непоперечное электромагнитное поле, а это, в частности, приводит к отклонению от закона Брюстера.

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

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) \quad (1)$$

с частотой ω , волновым вектором \mathbf{k}_0 и вектором поляризации $\mathbf{e}_0 = \xi$, где $\xi = -\cos\alpha$, $n = \sin\alpha$ а \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z – единичные векторы вдоль осей y и z .

Вектор \mathbf{k}_0 лежит в плоскости yz и имеет две ненулевые составляющие, т.е. $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y} k_{0z})$.

Индукцированный этим полем дипольный момент p -го атома (с координатой $\mathbf{r}_p = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p/c$, где R_p – расстояние от диполя до точки наблюдения $(x_2, y_2, z_2 > z_1)$, равен:

$$\mathbf{d}_p(1 - R_p/c) = \mathbf{e}_0 A_d E_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p) = \mathbf{d}_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (2)$$

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

$$\mathbf{E}_0 = \left[\frac{2\mathbf{d}_{0\parallel} - \mathbf{d}_{0\perp}}{R_p^3} (1 + ikR_p) + \frac{k^2}{R_p} \mathbf{d}_{0\perp} \right] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (3)$$

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

$$\mathbf{E}_{10}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 (\cos\alpha \mathbf{e}_y - \sin\alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2), \quad (4)$$

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

$$k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d / a, \quad (5)$$

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

Получается, что поле излучения первого монослоя диполей гасит падающее поле и формирует (порождает) преломленную волну $(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$ (теорема погашения Эвальда – Озеена для первого монослоя).

На второй монослой диполей падают внешнее поле и поле, рассеянное первым монослоем (или преломленная первым монослоем волна) $(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$. Индуцированный падающим на него полем дипольный момент атома второго монослоя равен:

$$\mathbf{d}_2 = A_d (1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2). \quad (6)$$

Поле $\mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2)$, рассеянное диполями второго монослоя, получается интегрированием поля дипольного момента \mathbf{d}_2 по координатам диполей второго монослоя. В результате получаем выражение:

$$\mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = -iP_d(1-iP_d)\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3) = \left[(1-iP_d)^2 - (1-iP_d) \right] \mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3). \quad (7)$$

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

$$\mathbf{E}_0(x_3, y_3, z_3) + \mathbf{E}_{10}(x_3, y_3, z_3) + \mathbf{E}_{20}(x_3, y_3, z_3) = (1-iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4). \quad (8)$$

Поле излучения третьего монослоя

$$iP_d(1-iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4) = (1-iP_d)^3 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4) - (1-iP_d)^2 \mathbf{E}_0(x_4, y_4, z_4) \quad (9)$$

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

$$(1-iP_d)^{n-1} \mathbf{E}_0(x_n, y_n, z_n). \quad (10)$$

Учитывая (5), последнее выражение можно представить в виде

$$F_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp[i\omega t - ik_0 y_n - ik_{0z} z_1 - ik_{2z} a(n-1)]. \quad (11)$$

Таким образом, диполи каждого монослоя «чувствуют» поле с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$ и вектором поляризации $\mathbf{e}_0 = \xi \mathbf{e}_y + \eta \mathbf{e}_z$, причем эти вектора не взаимно перпендикулярны. А это, как отмечено еще в работе Д.В. Сивухина [2], ведет к отклонению от закона Брюстера.

Таким образом, поле, рассеянное каждым монослоем диполей вперед, имеет тот же волновой вектор и ту же поляризацию, что и падающее поле. Но при интерференции этого рассеянного поля с падающим возникает непоперечное результирующее поле, действующее на диполи среды. Обычно при объяснении закона Брюстера предполагается поперечность поля в среде. Наличие продольной компоненты у этого поля ведет к отклонению от закона Брюстера независимо от наличия или отсутствия переходных слоев на границе раздела. Рассмотренная в данной работе модель позволяет далее детально исследовать формирование отраженной и преломленной волн, обосновать интерференционную природу принципа Ферма, а также возможность получения среды с единичным или нулевым показателями преломления.

1. Мандельштам, Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. – М.: Наука, 1972. – 439 с.
2. Сивухин, Д.В. Молекулярная теория отражения и преломления света // ЖЭТФ. – 1948. – Т.18, № 11. – С. 976-994.
3. Авербух, Б.Б., Авербух, И.Б. Нелинейное рассеяние света монослоем диполей // Изв. вузов: Физика. – 2013. – Т. 56, № 3. – С. 12-16.

ТЕРМОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК ЖИДКОСТИ С ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ДИСПЕРСНОЙ СРЕДОЙ

Г.Д. Иванова

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

Теоретически исследовано изменение оптического пропускания тонкого слоя жидкости с поглощающими частицами в поле гауссова пучка. Продемонстрирован эффект обратной связи – изменение температуры среды под действием концентрационных потоков. Получено выражение для вклада в термолинзовый отклик среды, обусловленного эффектом Соре.

Ключевые слова: термодиффузия, бинарная смесь, термолинзовый отклик.

THERMAL LENS RESPONSE OF THE LIQUID WITH ABSORBING DISPERSIVE MEDIUM

We have theoretically studied the optical transmittance response of thin cell with liquid containing absorbing particles in a Gaussian beam field. The feedback effect of temperature changing by concentrations flows is demonstrated. The expression is received for thermal lens response caused by Soret effect.

Key words: thermodiffusion, binary mixture, thermal lens response.

Светоиндуцированная термодиффузия в двухкомпонентной жидкости обусловлена перераспределением концентрации компонент в неоднородном световом поле и соответствующем изменении оптических свойств среды [1-3]. В случае различающихся коэффициентов поглощения компонент изменение их концентрации приводит также к изменению коэффициента поглощения среды (просветлению или потемнению), т. е. к нелинейному поглощению среды [4].

Целью данной работы является анализ влияния термодиффузии (эффекта Соре) на величину термолинзового отклика бинарной смеси с поглощающей компонентой.

Рассмотрим двухкомпонентную жидкую среду, коэффициент поглощения которой α целиком определяется одним компонентом с концентрацией ($\alpha = \beta C$, где $\beta = (\partial\alpha/\partial C)$ – константа среды) [5]. Для гауссова пучка распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя $I = I_0 \exp(-r^2/\omega^2)$, где ω – радиус пучка, r – расстояние от оси пучка.

Пусть среда находится в тонкой кювете с толщиной слоя среды d и окна кюветы L такими, что $(d + 2L) \ll \omega$. Систему балансных уравнений для концентрации C и теплового потока запишем обычным образом [6]:

$$c_p \rho \partial T / \partial t = -\operatorname{div} J_1 + \alpha I_0 \exp(-r^2/\omega^2), \quad (1)$$

$$\partial C / \partial t = -\operatorname{div} J_2, \quad (2)$$

где c_p, ρ – удельные теплоемкость и плотность среды; T – температура среды, J_1 и J_2 – тепловой и концентрационный потоки соответственно.

В стационарном режиме, считая, что для малых толщин слоя среды d и окна кюветы L можно пренебречь радиальным (вдоль r) тепловым потоком, получаем одномерную тепловую задачу, решение которой [7]:

$$T(0, r) = T_0 + \alpha d I_0 (L \chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d \chi_c^{-1} / 2) \exp(-r^2 / \omega^2), \quad (3)$$

где γ, T_0 – соответственно коэффициент конвективного теплообмена и температура внешней среды; $T_c = T(L + d / 2)$; χ_0, χ_c – коэффициенты теплопроводности материала окон кюветы и двухкомпонентной среды соответственно. Для толщин слоя $d \ll L$ можем пренебречь изменением температуры в слое среды по толщине кюветы и принять ее равной $T(0)$.

В установившемся режиме из (2, 3) имеем для стационарного распределения концентрации C_s :

$$C_s = C_0 (1 - F I_0 \exp(-r^2 / \omega^2)), \quad (4)$$

где $F = \beta d (L \chi_0^{-1} + \gamma^{-1} + d \chi_c^{-1} / 2) D_{21} D_{22}^{-1}$; C_0 – начальная концентрация частиц; D_{22} – коэффициент диффузии поглощающих частиц; D_{21} – коэффициент термодиффузии.

Изменение концентрации поглощающей компоненты приводит к изменению температуры среды, поскольку последняя прямо пропорциональна локальному коэффициенту поглощения. Учет этого эффекта обратной связи приводит к следующему изменению термолинзового отклика среды [8]:

$$\Theta_s = \Theta_0 (1 - F I_0), \quad (5)$$

где Θ_0 – стационарный термолинзовый отклик для однородного поглощения. Видно, что величина и знак вклада определяются коэффициентом термодиффузии [9].

Полученные выражения позволяют более точно определять параметры бинарных смесей с поглощающей компонентой [5, 6, 9], а также измерять кинетические коэффициенты среды [10].

1. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Хе, В.К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкофазных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
2. Cabrera, H., Sira, E., Rahn, K., Garcia-Sucre, M. A thermal lens model including the Soret effect // Applied physics letters. – 2009. – Vol. – 94. – P. 051103.
3. Ivanov, V., Ivanova, G. A thermal lens response of the two components liquid in a thin him cell [Электронный ресурс] // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 735, № 1. – P. 012037. DOI: 10.1088/1742-6596/ 735/1/012037.
4. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Хе, В.К. Тепловое самовоздействие излучения в тонкослойной жидкофазной среде [Электронный ресурс] // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6. – С. 1718. – Режим доступа: URL: www.science-education.ru/120-17046
5. Tabiryan, N. and Luo, W. Soret feedback in thermal diffusion of suspensions // Phys. Rev. E. – 1998. – Vol. 57, № 4. – P. 4431-4438.
6. Иванов, В.И., Кузин, А.А., Окишев, К.Н. Термодиффузионный механизм самомодуляции излучения в среде с поглощающими наночастицами // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2009. – Т. 52, № 12-3. – С. 114-116.
7. Иванов, В.И., Кузин, А.А., Ливашвили, А.И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5, № 1. – С. 5-8.
8. Сухоруков, А.П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 5. – С. 85-92.
9. Иванов, В.И., Ливашвили, А.И. Термодиффузионный механизм самовоздействия излучения в жидкофазной среде с наночастицами // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2009. – Т. 52, № 12-3. – С. 117-119.
10. Иванова, Г.Д., Кирюшина, С.И., Кузин, А.А. Исследование явлений массопереноса в бинарных средах термографическим методом // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 2. – С. 53.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЖИДКОФАЗНЫХ СРЕД

С.И. Кирюшина, Г.Д. Иванова

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

Проведен теоретический анализ эффективности записи динамической голограммы в наносусpenзии. Механизм оптической нелинейности среды обусловлен тепловым нагревом среды, а также электрострикционным и термодиффузионными эффектами, действующими на частицы дисперсной фазы в градиентном световом поле.

Ключевые слова: динамические голограммы, электрострикция, термодиффузия, наносусpenзия.

HOLOGRAPHIC METHOD FOR THE DIAGNOSTIC OF LIQUID MEDIA

The theoretical analysis of the dynamic holograms efficiency in the dispersion liquid medium is carried out. The mechanism of optical nonlinearity of the medium is due to the thermal heating of the medium as so to the electrostriction and thermodiffusion effects operating on the particles of the dispersed phase in gradient light field.

Key words: dynamic holography, electrostriction, thermodiffusion, nanosuspension.

Методы динамической голографии широко используются для оптической диагностики однфазных жидкостей [1]. Многокомпонентные нанодисперсные среды (жидкофазные смеси, суспензии, эмульсии) характеризуются наличием целого ряда специфических механизмов оптической нелинейности, которые можно использовать для диагностики таких сред [2]. В частности, к ним относятся концентрационные нелинейности, обусловленные перераспределением компонент двухфазной среды в поле лазерного излучения за счет термодиффузии и электрострикции [3-5].

Целью данной работы является теоретический анализ эффективности записи интерференционной решетки в наносусpenзии с учетом как обычной тепловой нелинейности, так с учетом концентрационных механизмов. В качестве дисперсной системы мы будем рассматривать жидкофазную среду с наночастицами, находящуюся под воздействием лазерного облучения [6]. Пусть распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет вид (такое распределение возникает при интерференции двух плоских волн)

$$I(x) = I + ICosKx, \quad -\infty < x < \infty, \quad (1)$$

где I – интенсивность световой волны; $K = 2\pi/\Lambda$ – волновой вектор интерференционной решетки; Λ – ее период, x – координата в плоскости слоя среды.

Балансные уравнения, описывающие динамику температуры и концентрации наночастиц в жидкофазной среде с учетом диффузионного и электрострикционного потоков, можно записать в виде [7]:

$$c_p \rho \partial T / \partial t = -\operatorname{div} J_1 + \alpha I_0 (1 + \sin Kx), \quad (2)$$

$$\partial C / \partial t = \operatorname{div}(-D \nabla C - D_{thd} C \nabla T - \gamma C \nabla I). \quad (3)$$

Здесь T – температура среды; $J_1 = -\chi \nabla T$ – тепловой поток; χ – теплопроводность среды; c_p и ρ – удельная теплоемкость и плотность среды; α – коэффициент поглощения среды; $C(r, t)$ – объемная концентрация дисперсных частиц; D – коэффициент диффузии; $\gamma = \beta \mu$; $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ – подвижность микрочастицы; a – радиус наночастицы; η – вязкость жидкости; β – поляризуемость наночастицы; D_{thd} – коэффициент термодиффузии [8].

Считая изменение температуры малым, получаем выражение для амплитуды модуляции температуры среды:

$$T_1 = \sigma \tau_T (c_p \rho)^{-1} [1 - \exp(-t / \tau_T)], \quad (4)$$

$$\tau_T = \chi (c_p \rho)^{-1} K^{-2}, \quad (5)$$

где τ_T – время тепловой релаксации.

Для решения концентрационной задачи предположим, что амплитуда модуляции концентрации также мала по сравнению с начальным значением, т.е. $(C_1/C_0) \ll 1$. Тогда имеем:

$$C(x, t) = C_0 + C_1(t) \sin Kx. \quad (6)$$

Здесь C_0 – начальная концентрация наночастиц.

Решения линеаризованного уравнения (3) с учетом (4):

$$C_1 = \{\alpha \chi^{-1} C_0 D_T D^{-1} K^{-2} + \gamma I_0 D^{-1} C_0\} [1 - \exp\{-K^2 D t\}]. \quad (7)$$

На основании полученных решений тепловой и концентрационной задач найдем эффективность голограммической записи.

Дифракционной эффективностью голограммы называется отношение [1]:

$$\eta = I_1 / I_0, \quad (8)$$

где I_0 – интенсивность падающего на голограмму считающего луча; I_1 – интенсивность света, проидущего в первый порядок дифракции.

Для дифракционной эффективности тонких фазовых голограмм имеем выражение [1]:

$$\eta = t_0^2 J_1^2 (\varphi_1), \quad (9)$$

где t_0 – амплитудное пропускание слоя среды; φ_1 – амплитуда модуляции фазового пропускания, J_n – бесселева функция n -го порядка.

Полагая среду прозрачной и амплитуду фазовой модуляции малой, имеем:

$$\eta = (2\pi L \Delta n \lambda^{-1})^2, \quad (10)$$

где L – толщина слоя нелинейной среды; Δn – амплитуда модуляции показателя преломления.

Используя решение (2) и (4), получаем для стационарного режима:

$$\eta = \{2\pi L \lambda^{-1} [\alpha \tau_T (c_p \rho)^{-1} (\partial n / \partial T) + (\alpha \chi^{-1} C_0 D_T D^{-1} K^{-2} + \gamma I_0 D^{-1} C_0) (\partial n / \partial C)]\}^2. \quad (11)$$

Полученное выражение описывает зависимость дифракционной эффективности решетки от параметров среды. Дополнительные возможности представляет регистрация динамики образования решетки, поскольку тепловое и концентрационное времена релаксации отличаются на несколько порядков.

Данный результат можно использовать для оптической диагностики параметров жидкофазных наноматериалов [9-12].

1. Иванов, В.И., Карпец, Ю.М. Перспективные среды для динамической голограммы // Вестник ДВО РАН. – 2003. – № 1. – С. 93-97.

2. Vicary, L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. – 2002. – V. 82, № 4. – P. 447-452.
3. Ivanov, V., Ivanova, G. A thermal lens response of the two components liquid in a thin him cell // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 735, № 1. – P. 012037. DOI: 10.1088/1742-6596/735/1/012037.
4. Lee, W. M., El-Ganainy, R., Christodoulides, D. N., Dholakia, K., Wright, E.M. Nonlinear optical response of colloidal suspensions // Opt. Express. 2009. – V. 17, № 12. – P. 10277-10289.
5. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Khe, V.K. Light induced lens response in nanosuspension // Proc. SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 101760V. DOI: 10.1117/12.2268263.
6. Chintamani, P., Shalini, M., Agnel, P., Meera, V., Tejas, I. H., Radha, S. Non-Linear Optical Studies of Colloidal Nanofluids // International Journal of Chemical and Physical Sciences. – 2014. – Vol. 3, № 5. – P. 44-51.
7. Myagotin A.V., Ivanov V.I., Ivanova G.D. Transient gratings in the transparent nanoliquids layer // Proc. SPIE. 2016. V. 10176. P. 101761Z. DOI: 10.1117/12.2268272.
8. Иванов В.И., Иванова Г.Д., Кирюшина С.И., Мяготин А.В. Нанодисперсные среды для динамической голографии // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 11-3. С. 153-156.
9. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Kirjushina, S.I., Mjagotin, A.V. The concentration mechanisms of cubic nonlinearity in dispersive media // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 735, № 1. – P. 012013.
10. Иванова, Г.Д., Кирюшина, С.И., Кузин, А.А. Исследование явлений массопереноса в бинарных средах термографическим методом // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 2. – С. 53.
11. Ivanov, V.I., Simakov, S.R Efficiency and dynamic range of nonlinear reflection of a four-wavelength mixture of radiation // Russian Physics Journal. – 2001. – V. 44, № 1. – P. 117-118.
12. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Krylov, V.I., Khe, V.K. Diagnostics of nanosuspension by the light-induced pseudo-prism method // Proc. SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 1017607. DOI: 10.1117/12.2268280.

УДК 535.36, 535.34, 519.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАМАНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ В БИОТКАНЯХ С СИЛЬНЫМ РАССЕЯНИЕМ

И.В. Красников¹, А.Ю. Сетейкин¹, Б. Рог², М. Мейнхардт-Волвебер²

¹*Амурский государственный университет (г. Благовещенск)*

¹*Центр оптических технологий университета г. Ганновер (Германия)*

Рамановская спектроскопия может использоваться для получения детальной информации об образце биологической ткани. Целью настоящей работы является введение эффективного метода моделирования спектроскопии комбинационного рассеяния в мутных (рассеянных) средах с учетом соответствующих параметров детектора и объема выборки. Процесс движения фотонов в мутной биологической среде моделируется с помощью метода Монте-Карло.

Ключевые слова: комбинационное рассеяние, метод Монте-Карло, рассеивание, многослойные материалы, биоткань.

SIMULATION OF RAMAN CATTERING IN CONFOCAL MICROSCOPY IN HIGH SCATTERING BIOLOGICAL MEDIA

Raman spectroscopy can be employed to measure the chemical composition of a sample, which can in turn be used to extract biological information. The aim of this paper is to introduce an efficient simulation technique for Raman spectroscopy in turbid (scattering) media taking into account relevant detector parameters and the sampling volume. We simulate the process of photon motion in turbid media by means of the Monte Carlo (MC) method.

Key words: Raman scattering, Monte Carlo method, Scattering, Multilayer materials, Biological tissue.

Анализ биологических тканей с помощью индуцированных светом оптических сигналов широко используется в различных медицинских, диагностических и терапевтических целях. Одним из инструментов молекулярного оптического анализа является конфокальная микроскопия комбинационного рассеяния, которая позволяет регистрировать неупруго рассеянные электроны в среде. Эти электроны имеют сдвиг в длине волн относительно возбуждающего их излучения. Разница энергии для каждого неупруго рассеянного фотона соответствует молекулярной структуре определенного исследуемого образца [1]. Таким образом, колебания молекул каждого из компонент производят характерный спектр комбинационного рассеяния или своеобразные «отпечатки пальцев», которые могут быть использованы для определения химического и структурного состава образца [2]. На сегодняшний день существует две основные причины, почему задача надежного количественного определения величины затухания сигнала комбинационного рассеяния не может быть решена удовлетворительно: отсутствие адекватных моделей и надежных инструментов моделирования, с одной стороны, и недостаточные знания о влиянии оптических свойств и распределения рассеивателей в образце, с другой [3-5].

В данной работе мы использовали методы и алгоритмы, основанные на хорошо известной реализации метода МК для рассеяния фотонов в мутных средах, разработанного Вангом и соавт. [6], с использованием технологии NVidia CUDA для минимизации времени расчета.

Метод основан на принципах моделирования флуоресценции, при этом распространение фотонов возбуждения моделируется классическим алгоритмом Монте-Карло [7-8].

Моделировалось воздействие лазерного луча на с длиной волны 488 нм, с гауссовым профилем пучка и диаметром 100 мкм падающего ортогонально. В качестве объекта исследования был выбран раствор бета-каротина в этаноле для изучения его свойств комбинационного рассеяния. Кроме того, образец раствор бета-каротина в этаноле находился в стандартном стеклянной кювете, которая учитывается в численном эксперименте. Коэффициент поглощения для 0,01 мг/л бета-каротина было взято из пакета PhotochemCAD и масштабировано в соответствии с данными из [9] (при 452 нм). В результате получено значение $\mu_a = 4.818 \text{ см}^{-1}$ при длине волны 488 нм, показатель преломления раствора $n = 1.366$ (этанол), $\mu_s = 944.0 \text{ см}^{-1}$ (этанол), а коэффициент анизотропии для прозрачной среды произвольно установлен в $g = 0.97$.

На рис. 1 представлена общая схема эксперимента. На кювету с раствором бета-каротина воздействует лазерное излучение конфокального микроскопа. Падающий пучок сфокусирован на заданной глубине, в нашем случае это 100, 200 и 300 мкм. Меньшая глубина не имеет практического смысла, а на большей глубине величина интенсивности сигнала КР значительно затухает.

На рис. 2 представлены результаты моделирования распространения оптического излучения в растворе бета-каротина в этаноле. Представлено распределение плотности вероятности поглощения движущегося фотона в среде в случае упругого (слева) и неупругого, комбинационного, рассеяния (справа).

В ходе эксперимента фокус пучка движется вдоль оси z, а детектор фиксирует уровень сигнала на разной глубине, что позволяет судить о внутренней морфологии, составе и структуре исследуемого образца. В численном эксперименте используется глубина 100, 200 и 300 мкм. Величина плотности вероятности поглощения фотона вдоль оси z для разной глубины фокуса представлена на рисунке 3. Видно, что независимо от выбранного метода профиль кривых совпадает, что говорит о достоверности полученных данных.

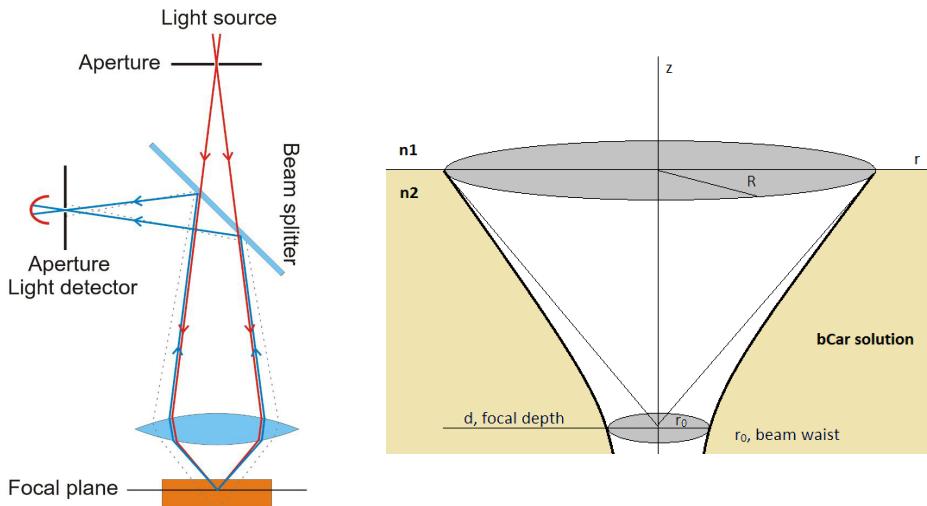


Рис. 1. Общая схема эксперимента.

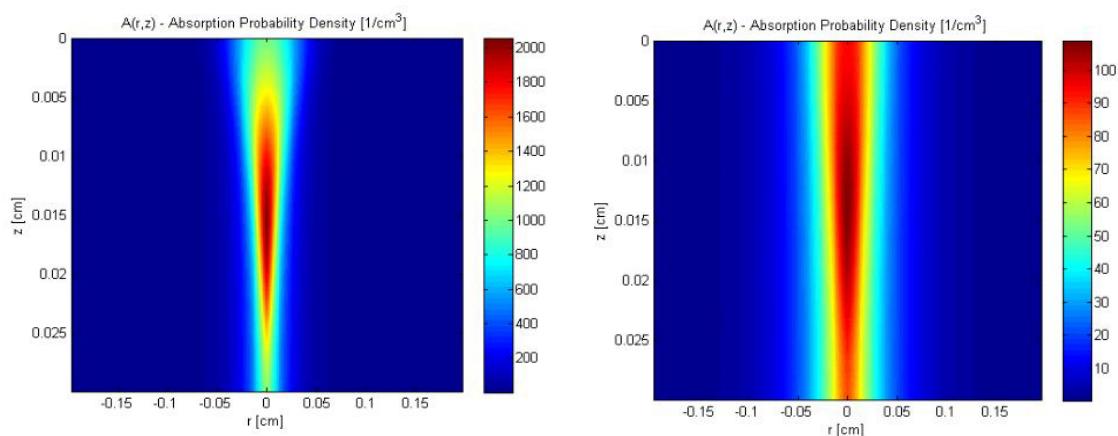


Рис. 2. Распределение плотности вероятности поглощения фотона (слева) и комбинационного рассеяния (справа), $1/\text{cm}^3$.

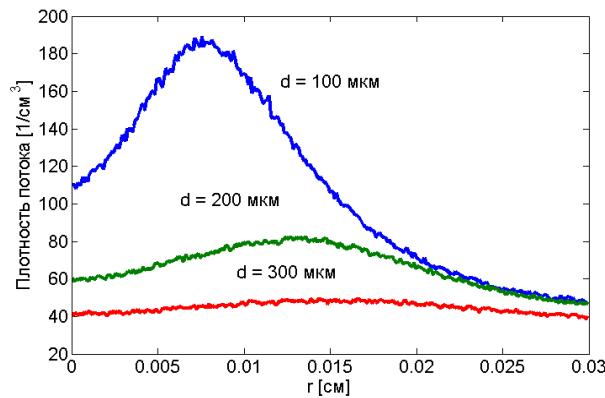


Рис. 3. Распределение плотности вероятности поглощения КР фотонов вдоль оси z.

В таблице приведено сравнение результатов моделирования. Видно, что в обоих подходах получена равная часть комбинационно рассеянных фотонов.

Из представленных результатов можно сделать вывод, что используемые в работе подходы к моделированию распространения комбинационно рассеянного излучения в мутных средах дают хорошие результаты. Результаты моделирования показывают, что сильное рассеяние типичного биологического образца, изучаемого с помощью комбинационного рассеяния, вносит существенные изменения в профиль обнаруженного сигнала. Высокое рассеяние, а также коэффициенты поглощения объема

выборки приводят к существенному снижению сигнала комбинационного рассеяния на детекторе. Это необходимо учитывать при разработке рамановских установок и оценке реалистичных измерений.

Диффузное отражение, поглощенная и прошедшая среду часть комбинационно рассеянного излучения, $P_{\text{Raman}}=0.01$, $n=1.366$, $\mu_a=4.818 \text{ см}^{-1}$, $\mu_s=944.0 \text{ см}^{-1}$ and $g=1$.

Релеевское рассеяние			
		Двухступенчатый метод	Прямой метод
Зеркальное отражение	0.0239295		0.0239295
Диффузное отражение	0.304982		0.125863
Поглощенная часть	0.191490		0.0957153
Прошедшая часть	0.479574		0.245337
Комбинационное рассеяние			
Диффузное отражение	0.136331		0.229381
Поглощенная часть	0.034566		0.034594
Прошедшая часть	0.147135		0.245002

1. Matousek, P.C., Draper, E.R., Goodship, A.E., Clark, I.P., Ronayne, K.L., Parker, A.W. Noninvasive Raman spectroscopy of human tissue in vivo // Appl. Spectrosc. – 2006. – V. 60. – P. 758-763 (2006).
2. Shih, W.-C., Bechtel, K.L., Feld, M.S. Intrinsic Raman spectroscopy for quantitative biological spectroscopy. Part I: Theory and simulations // Opt. Express. – 2008. – V. 16(17). – P. 12726-12736.
3. Tuchin, V. Handbook of Optical Biomedical Diagnostics. – Washington: SPIE Press, 2002. – 84 p.
4. Meglinski, I., Doronin, A.V. Monte Carlo modeling for the needs of biophotonics and biomedical optics // Advanced Biophotonics: tissue optical sectioning / edited by V.V. Tuchin, R.K. Wang. Taylor & Francis: CRC Press. – 2012. – Chapter 1. – P.1-72.
5. Berger, A.J., Koo, T.-W., Itzkan, I., Horowitz, G., Feld, M.S. Multicomponent blood analysis by near-infrared Raman spectroscopy. // App. Optics. – 1999. – V. 38(13). – P. 2916-2926.
6. Wang, L.H., Jacques, S.L., Zheng, L.Q. MCML Monte Carlo modeling of photon transport in multi-layered tissues // Comput. Methods Programs Biomed. – 1995. V. 47. – P. 131-146.
7. Wang, S., Zhao, J., Lui, H., He, Q., Bai, J., Zeng, H. Monte Carlo simulation of in vivo Raman spectral Measurements of human skin with a multi-layered tissue optical model // J. Biophotonics. – 2014. – V. 7(9). – P. 703-715.
8. Welch, A.J., Gardner, C., Richards-Kortum, R., Chan, E., Criswell, G., Pfefer, J., Warren, S. Propagation of Fluorescent Light // Lasers in Surgery and Medicine. – 1997. – V. 21. – P. 166-178.
9. Zechmeister, L., Polgar, A. Cis-trans isomerization and spectral characteristics of carotenoids and some related compounds // J. Am. Chem. Soc. – 1943. – V. 65. – P. 1522-1528.

МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОГЕННЫХ ОПТИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕДАХ

И.В. Красников, А.Ю. Сетейкин

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

В основе предложенной модели лежит решение уравнения переноса излучения методом Монте-Карло. Рассматривается многослойная биологическая среда с включенными неоднородностями произвольной формы, на которую направлен поток фотонов. Предложенная модель позволяет проводить расчет распределения плотности поглощенной энергии лазерного излучения в многослойных материалах.

Ключевые слова: оптическое поглощение, биоткань, лазерное излучение, метод Монте Карло, модель.

MODELS OF OPTICAL RADIATION DISTRIBUTION IN HETEROGENEOUS OPTICAL INHOMOGENEOUS BIOLOGICAL MEDIA

The proposed model based on the numerical solution of the radiative transfer equation. The stochastic Monte Carlo method allows simulate the photon flux inside a multilayer biological media includes irregularities of arbitrary shape and calculate the distribution of absorbed energy density of laser radiation in multilayer materials.

Key words: Optical absorption, Biological tissue, Laser radiation, Monte Carlo method, Model.

Введение

Характер взаимодействия лазерного излучения со средой определяется плотностью мощности падающего светового потока, оптическими и теплофизическими характеристиками биологической ткани [1, 2]. Однако большинство известных методов не учитывает в полной мере особенности оптических и геометрических параметров исследуемых объектов, прежде всего локальных неоднородностей. С точки зрения моделирования визуализации подобных объектов наиболее целесообразным является использование статистического метода Монте-Карло (МК), основывающегося на представлении распространения излучения в виде потока модельных волновых пакетов.

В основе модели лежит уравнение переноса излучения. Рассматривается многослойная биологическая среда с включенными неоднородностями произвольной формы, на которую направлен поток фотонов.

Для достижения оптимальной производительности моделей, авторами была использована технология параллельных вычислений, известная как NVidia CUDA, что ускоряет процесс моделирования до 1000 раз [1, 3].

Многослойная биоткань с аномальным включением

При лазерной терапии излучение не попадает непосредственно вглубь среды, а происходит чрезкожное облучение биоткани. Поэтому представляет интерес расчет распределения плотности поглощенной энергии в этом случае. Методом МК было рассчитано распределение поглощенной энергии в многослойной среде с оптическими параметрами конкретных биотканей (рис. 1) [0]. Рассматривалась многослойная рассеивающая и поглощающая среда, на которую падал лазерный пучок. Учитывалась угловая расходимость пучка. По известным оптическим параметрам каждого слоя, рассчитывалось распределение плотности поглощенной энергии внутри среды [4].

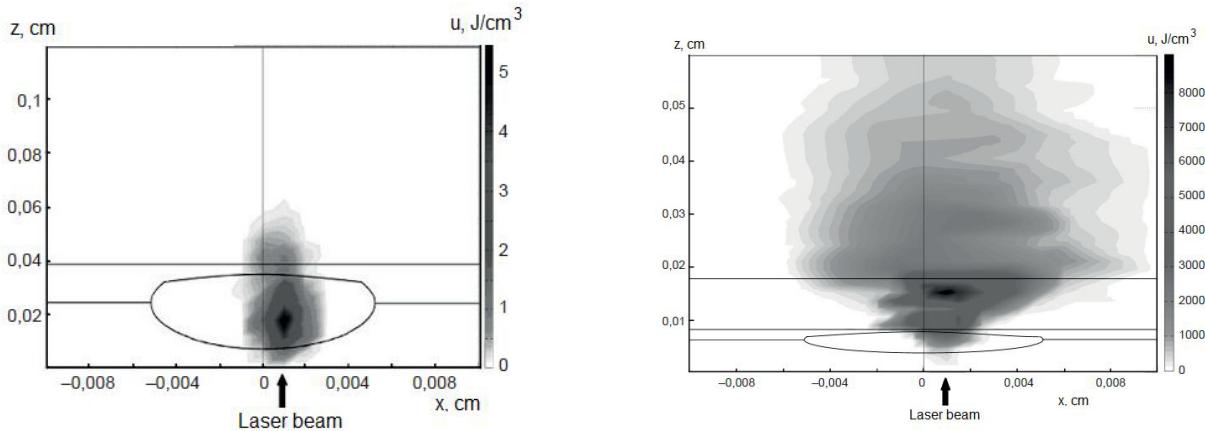


Рис. 1. Распределение поглощенной световой энергии в неоднородной биоткани для длины волны 400 нм (а) и 800 нм (б) [4].

Многослойная биоткань содержащая наночастицы

На рис. 2 представлены результаты моделирования взаимодействия солнечного излучения с кожей при внесении в роговой слой наночастиц TiO_2 или ZnO с объемной концентрацией 1% на глубине до 3 мкм. Коэффициенты поглощения и рассеяния света роговым слоем существенно возрастают, особенно в УФ-области спектра (параметры в тексте не представлены).

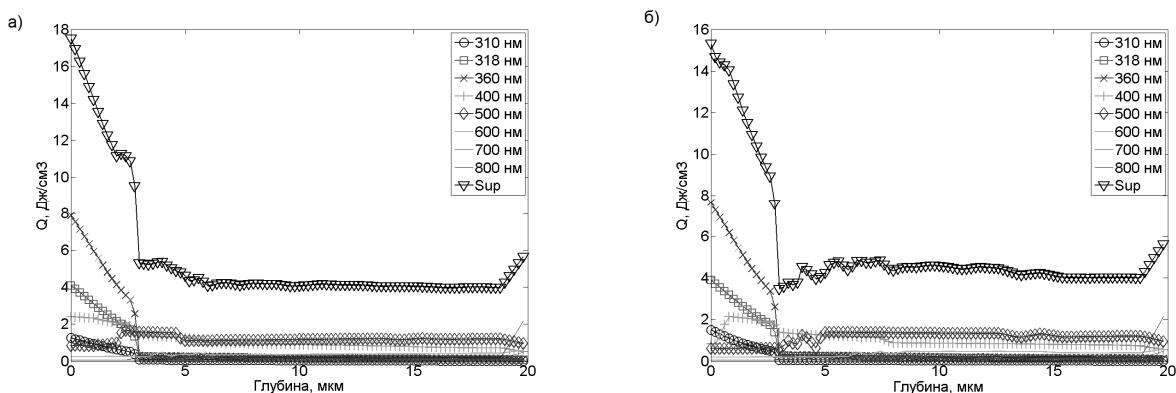


Рис. 2. Распределение плотности поглощенной энергии в слоях кожи при 1% наночастиц TiO_2 (а) и ZnO (б) на глубине до 3 мкм [0].

Очевидно, что высокие поглощающие и рассеивающие свойства рогового слоя кожи, обработанной фотозащитными препаратами на основе наночастиц ZnO и TiO_2 , препятствуют проникновению излучения во внутренние слои кожи, предохраняя нижележащие слои и внутренние органы от пагубного воздействия УФ-излучения. Благодаря тому, что значительная часть лучистой энергии задерживается либо рассеивается и отражается в тонком приповерхностном слое кожи, наблюдается снижение тепловой нагрузки на кожу [6].

Учитывая постоянный кровоток во внутренних слоях кожи, мы моделировали теплообмен на поверхности кожи через параметр теплоотдачи со значениями 5, 10 и 15 Вт/м², что соответствует различным условиям окружающей среды. Из результатов видно, что в установившемся процессе теплопереноса температура кожи без наночастиц превышает температуру кожи, содержащей 1% наночастиц TiO₂ на 0.05°C и на 0.1°C в случае содержания 5% наночастиц TiO₂ в роговом слое. Незначительная разница температур объясняется теплопроводностью на поверхности и перфузии крови в нижнем слое кожи, обеспечивающей достаточно мощный механизм терморегуляции в коже. Процесс теплопереноса устанавливается в течение первых 20 секунд воздействия, как и в случае монодисперсной смеси частиц для защиты лишь от УФ-излучения [6].

Модель эритроцита в оптической ловушке

В работе исследовалось воздействие ИК лазерных оптических пинцетов или оптической ловушки ($\lambda=1064$ нм) на красную кровяную клетку – эритроцит. Для простоты исследования клетка взвешена в физрастворе и представляет собой однородную сферу диаметром 7 мкм, полностью состоящую из гемоглобина. На клетку действует сфокусированный лазерный пучок диаметром 1 мкм, мощностью 100 мВт.

На рис. 3 представлены результаты моделирования распределения поглощенной мощности в эритроците и окружающей среде. Предполагается, что фокальной области также находится некоторое количество окружающего раствора. Наблюдаются пики поглощения вблизи границы раздела вода/гемоглобин, так как коэффициент поглощения воды больше поглощения гемоглобина. Из рисунка 3 видно, что внутри клетки плотность поглощенной энергии достигает 1-2 МДж/см³, а интенсивность может превышать 100 ГВт/см² [0].

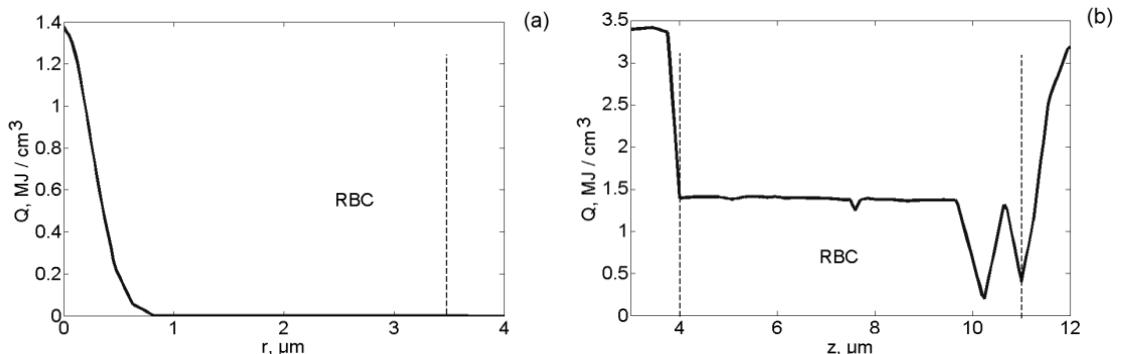


Рис. 3. Распределение поглощенной световой энергии в клетке и окружающем растворе. Коэффициент поглощения гемоглобина: $\mu_a = 0.05 \text{ см}^{-1}$, пунктиром обозначены границы клетки.

(a) ось r – ортогональна падающему свету, 0 – центр клетки, (b) ось z совпадает с направлением лазерного луча [0].

Заключение

В данной работе рассмотрены подходы к моделированию распространения оптического излучения различного спектрального диапазона в биологических тканях с использованием метода Монте-Карло. В случае моделирования с использованием 10^6 пакетов фотонов ошибка вычислений не превышает 1%. Метод Монте-Карло так же позволяет визуально представить результаты вычислений в виде отдельных траекторий пакетов фотонов. В расчетах использовано 10^8 пакетов фотонов. Точность модели можно оценить при сравнении полученных результатов для типовой задачи. В таблице приведены результаты моделирования одной и той же задачи различными методами и моделями, там же приведена величина стандартного отклонения для сравнения точности моделей. Описанная мо-

дель позволяет проводить расчеты переноса излучения в небиологических рассеивающих средах, таких как жидкие кристаллы, аэрозоли, жидкости и т.д.

**Результаты вычислений полного диффузного отражения, полученные аналитическим методом, методом добавления-удвоения, методом МК и другими моделями.
Количество фотонов 5×10^4 , параметры среды $\mu_s = 9 \text{ мм}^{-1}$, $\mu_a = 1 \text{ мм}^{-1}$, $g = 0$, и $n = 1.5$**

Ссылка	Диффузное отражение	Ошибка
Модель Джованелли [1]	0.26000	—
Метод добавления-удвоения [1]	0.26079	0.00170
Модель MCML [2]	0.25907	0.00079
Собственная модель	0.25942	0.00058
Модель ОЗМС [7]	0.25957	0.00043
Модель P2PMC [3]	0.25977	0.00023

1. Meglinski I., Doronin A.V. Monte Carlo modeling for the needs of biophotonics and biomedical optics // Advanced Biophotonics: tissue optical sectioning, Edited by V.V. Tuchin, R.K. Wang. Taylor & Francis: CRC Press. 2012. Chapter 1. P.1-72.

2. Jacques S., Wang L. // in Welch A.J., Martin J.C. Van Gemert. Optical-thermal response of laser-irradiated tissue / edited by Ashley J. Welch, Martin J.C. van Gemert. – New York: Plenum Press, 1995. – 958 p.

3. Doronin A.V., Meglinski I.V. Peer-to-peer Monte Carlo simulation of photon migration in topical applications of biomedical optics // J. Biomed. Opt. 2012. V.17(9). Doi:10.1117/1.JBO.17.9.090504

4. Павлов М.С., Красников И.В., Сетейкин А.Ю. Моделирование распространения оптического излучения методом Монте-Карло в биологических средах с замкнутыми внутренними неоднородностями // Оптический журнал. 2010. Т.77. №10. С.15-19.

5. Krasnikov I., Popov A., Seteikin A., Myllylä R. Influence of titanium dioxide nanoparticles on skin surface temperature at sunlight irradiation // Biomed. Opt. Exp. 2011. V.2 (12). P. 3278-3283.

6. Красников И. В., Сетейкин А.Ю., Попов А.П. Изменение солнце и теплозащитных свойств кожи человека путем введения наночастиц диоксида титана // Оптика и спектроскопия. 2010. Т.109. № 1. С. 1218-1223.

7. Petrov G.I., Doronin A., Whelan H.T., Meglinski I., Yakovlev V.V. Human tissue color as viewed in high dynamic range optical spectral transmission measurements // Biomed. Opt. Expr. 2012. V.3 (9). P.2154-2161.

8. Krasnikov I., Seteikin A., Bernhardt I. Thermal processes in red blood cells exposed to infrared laser tweezers ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) // Journal of Biophotonics. 2011. V.4. №3. P. 206-212.

**ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВИСМУТАТОВ СТРОНЦИЯ SrBi₄O₇/Bi₂O₃
В ПРОЦЕССЕ РАЗЛОЖЕНИЯ МЕТИЛЕННОГО СИНЕГО
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОГО СПЕКТРА**

К.С. Макаревич, А.В. Зайцев, О.И. Каминский, С.А. Пячин, И.А. Астапов

Институт материаловедения Хабаровского научного центра ДВО РАН (г. Хабаровск)

В работе рассматривается метод синтеза новых экологически безопасных фотокатализаторов на основе висмутатов стронция и приводится сравнительный анализ их активности с использованием созданного автоматизированного фотокатализитического комплекса. Исследованы оптические свойства полученных полупроводниковых композиций и определена ширина запрещенной зоны.

Ключевые слова: *фотокатализ, полупроводник, оптическая спектроскопия, ширина запрещенной зоны.*

**PHOTO-CATALYTIC PROPERTIES OF BISMUTATES STRONTIUM SrBi₄O₇/Bi₂O₃
IN THE PROCESS OF METHYLENE BLUE DECOMPOSITION UNDER THE RADIATION
OF VISIBLE SPECTRUM**

The paper considers the method of synthesis of new environmentally safe photocatalysts based on strontium bismuthates and compares their photocatalytic activity using the created automated photocatalytic complex. The optical properties of the received semiconductor compositions and the width of the band gap are determined.

Key words: *photocatalysis, semiconductor, optical spectroscopy, band gap.*

На сегодняшний день одним из интенсивно развивающихся и экологически безопасных методов очистки вод и воздуха является использование процесса фотокатализитического окисления под действием солнечного света на полупроводниковых материалах. Органические соединения не редко являются основным токсичными компонентами сточных вод промышленных предприятий, поэтому возможность их окислительной деструкции без привлечения дополнительных химических реагентов является весьма желательной как с экологической, так и экономической стороны вопроса. В основе такого фотокатализитического окисления лежит процесс фотолиза воды, происходящий на поверхности широкозонного полупроводника (TiO₂-анатаз, ZnO, α - Bi₂O₃) [1]. В результате, продуктируются такие сильные окислительные агенты, как свободные гидроксид-радикалы и атомарный кислород, способные к глубокому окислению органических соединений.

Для эффективного исследования этого процесса необходимо детальное исследование, как основных стадий, так и индивидуальных особенностей течения фотокатализа. Для этого кинетическая кривая, подвергающаяся обработке, должна содержать представительный массив данных, т.е. возникает необходимость в проведении большого числа измерений с минимальной дискретностью, которое на практике возможно осуществить только в автоматическом режиме. Кривые фотокатализитического

окисления были получены с использованием специально сконструированной автоматизированной установки [2] на основе лазерного модуля HLM1230 с длинной волны 650 нм и фотодатчика VT90N2 в качестве элемента измерительной системы. Дискретность измерения – 1 раз в минуту.

В качестве модельного органического вещества был использован метиленовый синий (МС), который хорошо себя зарекомендовал как соединение чувствительное к гидроксильным радикалам и атомарному кислороду. При фотокатализе происходит окисление МС до образования бесцветных продуктов, поэтому определять степень деструкции можно фотометрическим методом.

Среди большого разнообразия фотокатализаторов видимого света, известных на сегодняшний день, особого внимания заслуживают соединения на основе оксида висмута. Отличительной особенностью висмута является исключительно низкая для тяжелого металла токсичность и отсутствие подвижных катионных форм в растворе (в слабокислых нейтральных и щелочных средах), что предотвращает насыщение воды висмутом в ходе очистки.

Получение висмутатов стронция было проведено по ранее разработанной нами методике пиролитического синтеза [3] с использованием сорбита в роли органического прекурсора. Известно, что методы пиролитического синтеза позволяют получить высокодисперсные гомогенные по составу вещества. Зачастую лучшими каталитическими свойствами обладают не индивидуальные вещества (однофазные катализаторы), а гетероструктурные композиции, сложенные из нескольких фаз. При этом если фазы имеют контакт по типу эпитаксиального роста, то пространственное разделение электронно-дырочных пар становится более эффективным, что ведет к увеличению продолжительности их существования и усилинию каталитической активности.

Поэтому целью данного исследования являлось изучение каталитических композиций, полученных при различной температуре пиролитического синтеза и выявление условий необходимых для формирования наиболее каталитически активных гетерофазных композиций.

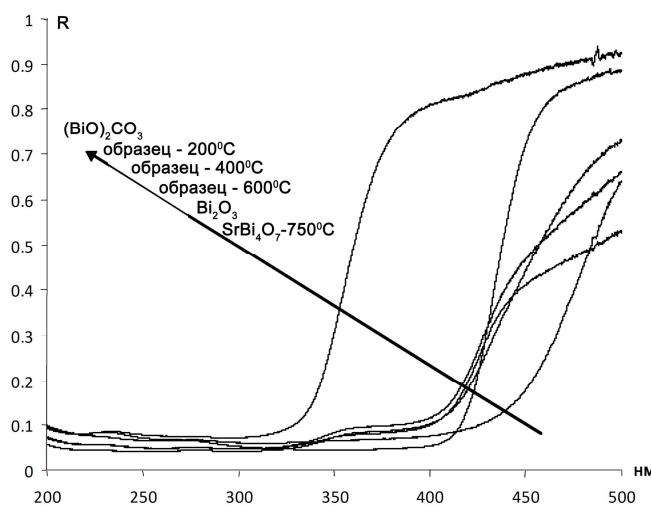


Рис. 1. Спектры диффузного отражения.

На рис. 1 представлены спектры диффузного отражения (ДО) образцов, полученных при температурах 200, 400, 600, 750°C. Далее кривые спектров ДО были обработаны по формуле $(F(R)hv)^2$ для определения графическим способом ширины запрещенной зоны прямого разрешенного перехода (рис.2). Для образца, полученного при 750°C, на кривой отмечается один линейный участок, что свидетельствует о наличии только одной фазы $SrBi_4O_7$ $Eg= 2.75$ эВ, что подтверждается данными РФА. На всех кривых образцов полученных от 200 до 600°C можно выделить три линейных отрезка *a*, *b*, *c*, что говорит о гетерофазности их состава.

Касательные, проведенные к отрезкам, дают значения ширины зоны прямого разрешенного перехода для каждой идентифицируемой фазы, хотя и несколько искаженное в следствии суперпозиции. Для образцов полученных при 200-600°C касательная к участку *a* всех кривых дает значение $Eg= 2.93$ эВ, что соответствует α - Bi_2O_3 . Эти данные хорошо согласуются с результатами рентгенофазового анализа. Касательная к участку *b* кривых дает значения в интервале $Eg= 2.62..2.75$ эВ, соответствующие твердому раствору висмутата стронция различного состава, что также подтверждается рентгеноструктурным анализом (рис. 3). Касательная к участку *c* кривых дает значения в интервале $Eg= 3.38..3.47$ эВ, что можно интерпретировать как присутствие оксикарбоната висмута, образующего-

ся в ходе пиролиза, поскольку у всех других фаз висмута край полосы собственного поглощения лежит в видимой области спектра и составляет менее 3,1 эВ.

Так же о наличии оксикарбоната висмута может свидетельствовать регистрируемое в области 360-400 нм отражение, наличие которого не характерно для оксида висмута и висмутатов стронция. Однако идентифицировать данную фазу методом РФА затруднительно из-за совмещения характерных дифракционных пиков искомого вещества на спектре с рефлексами оксида висмута и висмутата стронция.

При температуре выше 500°C оксикарбоната висмута является термодинамически неустойчивым, однако качественная проба на карбонат-анион с соляной кислотой дает положительный результат (наблюдается интенсивным выделением углекислого газа), что подтверждает наличие $(\text{BiO})_2\text{CO}_3$ во всех образцах, кроме SrBi_4O_7 , полученного при 750°C. Поэтому присутствие линейного участка *c* соответствующего $E_g = 3.38..3.47$ эВ на спектре образцов полученных при 600°C и ниже, можно интерпретировать как наличие оксикарбоната висмута $E_g = 3.63$ эВ.

На рис. 4 представлены кривые каталитической активности гетерофазных композиций и индивидуальных сединений Bi_2O_3 и SrBi_4O_7 , а также кривая не каталитического разложения метиленового синего.

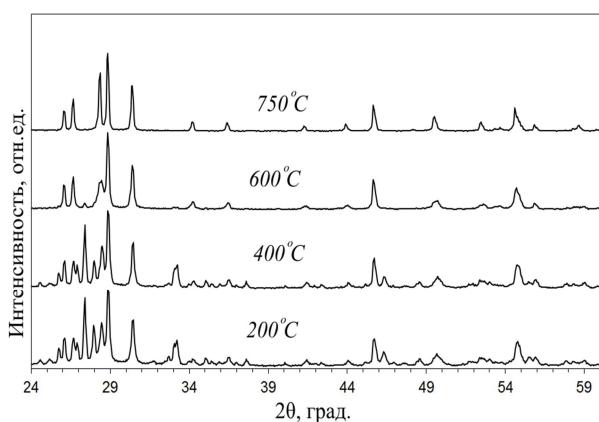


Рис. 3. Дифрактограммы каталитически активных композиций, полученных при различной температуре синтеза

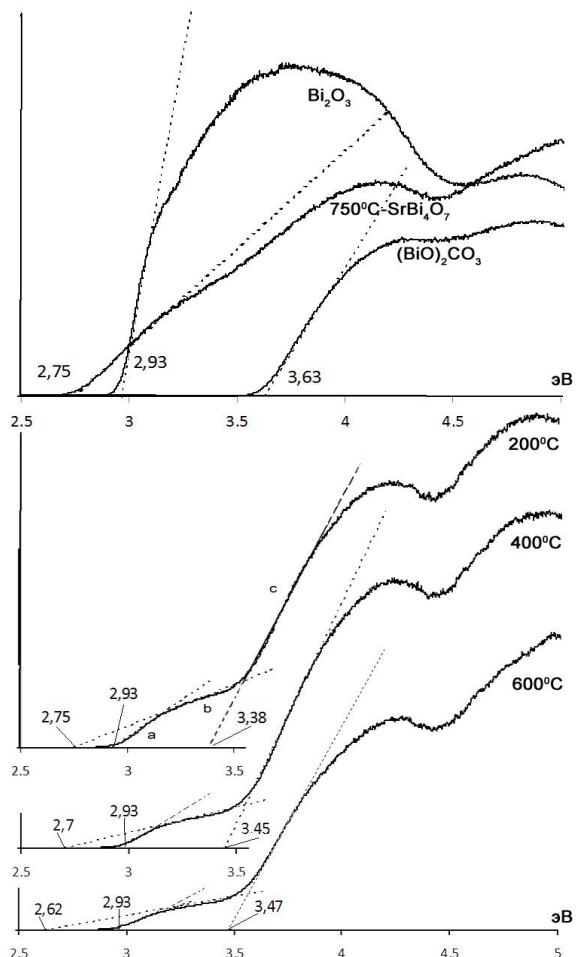


Рис. 2. Обработанные по формуле Кубелки – Мунка спектры диффузного отражения.

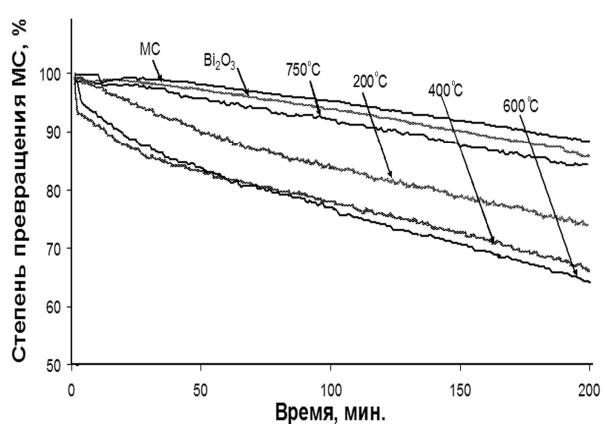


Рис. 4. Кривые фотокаталитического разложения МС в присутствии гетерофазных композиций синтезированных при различной температуре и в присутствии индивидуальных соединений Bi_2O_3 и SrBi_4O_7 -750°C

Наилучшей каталитической активностью обладает композиция, полученная при температуре 400°C и 600°C. Наихудший катализ показали монофазы составов Bi_2O_3 и SrBi_4O_7 (полученный при 750°C) при этом интенсивность разложения МС в их присутствии не многим превосходит не каталитическое окисление МС. Композиция синтезированная при 200°C занимает промежуточное положение. Данный результат можно объяснить тем, что в образце при 200°C содержится, по данным РФА, менее 50% SrBi_4O_7 , а в образцах при 400°C и 600°C его количество возрастает и вероятно оказывается оптимальным для образования гетероструктуры обеспечивающей более эффективное разделение электрон-дырочных пар. Малую эффективность монофазных фотокатализаторов можно объяснить отсутствием гетерофазности их строения.

Таким образом, показана возможность получения методом пиролитического синтеза (с использованием сорбита в качестве органического прекурсора) гетероструктурных композиций состава $\text{Bi}_2\text{O}_3/(\text{BiO})_2\text{CO}_3/\text{SrBi}_4\text{O}_7$. Отличительной особенностью предлагаемого варианта метода получения является низкотемпературный синтез, поскольку наибольшей фотокаталитической активностью обладают гетероструктура формирующаяся при 600°C. Ее высокую эффективность, вероятно, можно объяснить тем, что композиция сформирована из полупроводников сходных по структурным параметрам, но значительно отличающихся шириной запрещенной зоны SrBi_4O_7 ($E_g = 2,75$ эВ) и $E_g = 3,63$ $(\text{BiO})_2\text{CO}_3$. Это позволяет композиции, как эффективно поглощать энергию в видимой области спектра – за счет узкозонного полупроводника SrBi_4O_7 , так и генерировать фотодырки обладающие большим окислительным потенциалом за счет более широкозонных полупроводников $(\text{BiO})_2\text{CO}_3$ и Bi_2O_3 .

-
1. Fujishima, A., Honda, K. Electrochemical photolysis of water at a semiconductor electrode // Nature. – 1972. – V. 238, № 5358. – P. 37-45.
 2. Зайцев, А.В. Экспресс-анализ фотокаталитической активности порошковых композиций «IN SITU» // Молодые ученые – Хабаровскому краю: Материалы XIX краевого конкурса молодых ученых и аспирантов, Хабаровск, 13-20 янв., 2017. – Хабаровск: ТОГУ, 2017. – С. 177-180.
 3. Пат. RU 2595343 Российская Федерация, C02F1/30 C01G29/00 B01J37/08 B01J23/843. Способ получения фотокатализатора на основе висмутата щелочноземельного металла и способ очистки воды от органических загрязнителей фотокатализатором / А.В. Штарева, Д.С. Штарев, К.С. Макаревич, М.В. Перегиняк; заявитель и патентообладатель – ФГБОУ ВО ДВГУПС. – № RU2014151070A; заявл. 16.12.14; опубл. 27.08.16.

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ВОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Михеенко

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Проведены экспериментальные исследования генерации звука при оптическом пробое в воде под действием излучения иттербийового лазера ЛС-06, работающего в режиме периодической последовательности лазерных импульсов. Приводятся формы акустических сигналов в различных режимах модуляции и определён порог оптического пробоя в этих режимах.

Ключевые слова: генерация звука, акустический сигнал, лазерное излучение, оптический пробой.

GENERATION OF SOUND IN WATER UNDER THE ACTION OF THE PERIODIC SEQUENCE OF LASER RADIATION

Experimental studies of sound generation in optical breakdown in water under the action of radiation of an ytterbium laser LS-06, I work In the regime of periodic sequence of laser pulses. Forms of acoustic signals in various modes of modulation and the threshold of optical breakdown in these modes is determined.

Key words: generation of sound, acoustic signal, laser light, optical breakdown.

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой. Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [1]. В этом случае в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну. Оптическому пробою в жидкости под действием коротких одиночных наносекундных и микросекундных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ.

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований генерации акустических волн в воде под действием периодической последовательности миллисекундных импульсов лазерного излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

В экспериментах использовался иттербийовый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. Излучение лазера фокусировалось с помощью линзы на поверхность воды в сосуде. Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от поверхности воды. Для регистрации лазерных импульсов использовался фотодиод. В экспериментах использовалась дистиллированная вода.

Лазер ЛС-06 может работать в непрерывном режиме и в режиме модуляции, когда излучается периодическая последовательность лазерных импульсов. При работе в режиме модуляции в настоящей работе используется генератор импульсов Г5-54, который определяет длительность и частоту повторения лазерных импульсов. В этом режиме максимальная частота – 5 КГц

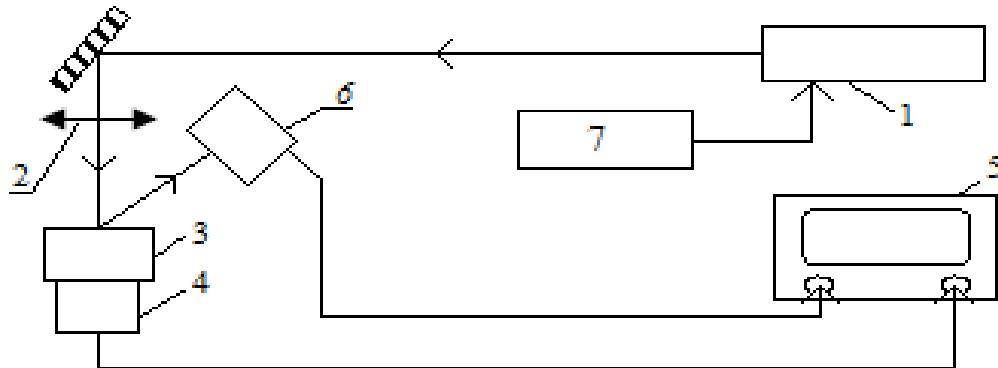


Рис. 1. 1 – лазер ЛС-06, 2 – линза, 3 – кювета с жидкостью, 4 – пьезодатчик, 5 – осциллограф, 6 – фотодиод, 7 – генератор импульсов.

При фокусировке лазерного излучения на поверхность воды, при максимальной мощности излучения максимальная интенсивность излучения J_{\max} в центре лазерного пучка при минимальном радиусе пучка составила около 200 МВт/см².

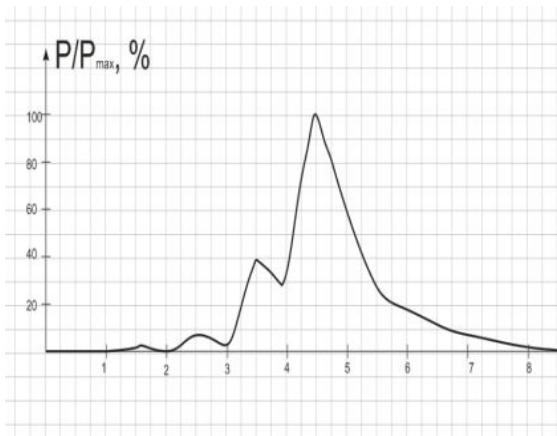
Визуальные и видео наблюдения показали, что при интенсивности излучения близкой к максимальной наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости. В приповерхностном слое воды в фокальной области лазерного луча наблюдалась искра, которая опускалась на глубину 1-3 мм от поверхности воды, и поперечный размер которой составляет доли миллиметра. От искры вниз опускалась струя воды и микропузырьков на глубину около 1 см, а вверх поднималась струя пара на высоту до 7 см.

Наблюдения показали, что при работе лазера в режиме модуляции, в том случае, когда длительность лазерных импульсов сравнима с периодом их следования, при плотности мощности излучения около 15% от максимального значения J_{\max} , пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, и проявлялись другие характеристические особенности оптического пробоя. А когда период следования лазерных был в 4-5 раз больше, чем длительность этих импульсов, и эта длительность не превышала 0,3 ms, эти характеристические особенности начинали проявляться при интенсивностях лазерного излучения 30-35% от максимального значения J_{\max} .

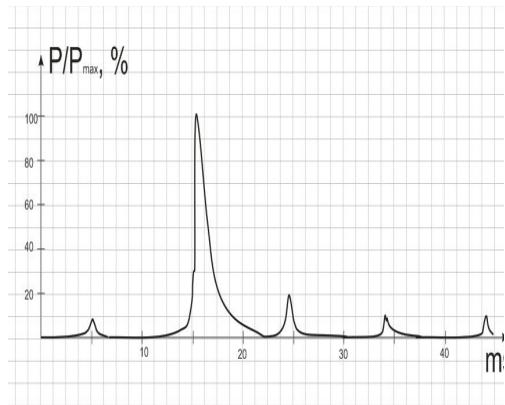
Наблюдения показали, что при превышении некоторого порога плотности мощности излучения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, аналогичные тем, которые возникали при работе лазера в непрерывном режиме [2].

Эти сигналы были также нестабильны по форме, амплитуде, длительности и времени появления, что характерно для оптического пробоя.

На рис. 2 приведены результаты измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при интенсивности лазерного излучения 70% от максимального значения. Давление P_{\max} определялось как максимальная амплитуда давления в данном измерении. Начало отсчета времени выбиралось произвольно. График рис. 2 а) получен при работе лазера в режиме с модуляцией для периодической последовательности лазерных импульсов длительностью 0,1 ms и периодом следования 0,2 ms, а график 2 б) – для лазерных импульсов длительностью 9 ms и периодом повторения 10 ms. Следует отметить, что в пределах нестабильности по форме и амплитуде, выбраны наиболее часто встречающиеся импульсы.



A



б

Рис. 2. Форма акустического сигнала при длительности лазерного импульса 0,1 ms и периодом следования 0,2 ms – рис. а), при длительности 9 ms и периодом следования 10 ms – рис. б).

На рис. 3 приведены результаты измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при интенсивности лазерного излучения 70 % от максимального значения, полученные при работе лазера в режиме с модуляцией для периодической последовательности лазерных импульсов длительностью 0,25 ms и периодом следования 1,25 ms. Давление P_{max} определялось как максимальная амплитуда давления в данном измерении.

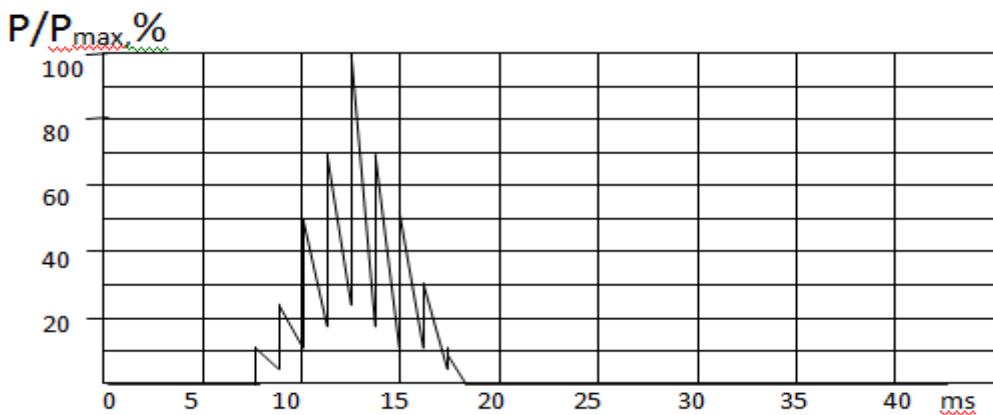


Рис. 3. Форма акустического сигнала при длительности лазерного импульса 0,25 ms и периодом следования 1,25 ms

Основные особенности генерации акустических сигналов в таком режиме были аналогичны тем, которые были описаны выше для работы в режиме с модуляцией, только амплитуда давления P_{max} была в среднем в 2-3 раза меньше. Кроме того, акустический сигнал имел вид пульсаций, которые имели длительность совпадающую с периодом следования лазерных импульсов и происходили синхронно с этими импульсами.

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения. Такими гетерогенными структурами могут быть бабстонные кластеры, которые представляют собой объединения из нанопузырьков растворённых в жидкости газов[3].

Оценки и наблюдения показывают, что в условиях нашего эксперимента вода при пороговой интенсивности излучения в области перетяжки лазерного пучка начинает закипать через время порядка 0,1-0,2 мс. В работе [3] показано, что при температурах вблизи точки кипения, плотность бабстонных кластеров существенно возрастает. Вблизи точки кипения также повыша-

ется плотность паровых пузырьков, которые тоже служат гетерогенными центрами оптического пробоя, и это снижает порог пробоя.

Таким образом, можно объяснить снижение порога оптического пробоя в условиях нашего эксперимента примерно на 1,5-2 порядка, по сравнению с теми режимами, где использовались одиночные короткие (наносекундные) импульсы.

-
1. Лямшев, Л.М. Лазеры в акустике // УФН. – 1987. Т. 151. – С.479-527.
 2. Михеенко, А.В. Оптический пробой в воде под действием непрерывного лазерного излучения // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2015. – № 4. – С. 41-48.
 3. Бункин, Ф.В., Шкирин, А.В. Исследование бабистонно-кластерной структуры воды и водных растворов электролитов методами лазерной диагностики // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. – 2013. – Т. 69. – С. 3-57.

УДК 535.211

ВЛИЯНИЕ РЭЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА СВЕТОЛИНЗОВЫЙ ОТКЛИК НАНОСУСПЕНЗИИ

А.В. Мяготин, Г.Д. Иванова

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

В данной работе проведен теоретический анализ светоиндуцированного массопереноса в дисперсной жидкофазной среде для больших интенсивностей излучения в поле гауссова пучка. Нелинейная линза экспоненциально растет с увеличением интенсивности излучения, когда изменение концентрации больше или сравнимо с начальной. Показано, что при больших концентрациях наночастиц светолинзовый отклик ограничен рэлеевским рассеянием.

Ключевые слова: самовоздействие излучения, электрострикция, наносусpenзия.

INFLUENCE OF RALEIGH SCATTERING ON THE LIGHT INDUCED LENS RESPONSE OF THE NANOSUSPENSION

In this paper the theoretical analysis of the light-induced mass transfer in the dispersed liquid medium was carried out for large intensities of radiation in the Gaussian beam. The non-linear lens increases exponentially with the intensity of the light when the concentration is greater than or comparable to the primary. It was showed that the light induced lens response in high concentrated nano-suspension is restricted by Raleigh scattering.

Key words: radiation self-action, electrostriction, nanosuspension.

В микрогетерогенной среде с различными показателями преломления компонентов на микрочастицы в электромагнитном поле действуют электрострикционные силы, которые могут быть причиной возникновения концентрационных потоков [1-3]. При малых интенсивностях излучения отклик среды соответствует кубичной нелинейности, поскольку изменение концентрации частиц (и,

соответственно, эффективного показателя преломления среды) пропорционально интенсивности излучения [4]. Данный тип нелинейности может исследоваться в схеме самовоздействия (самофокусировки) излучения [5].

Целью данной работы является анализ самовоздействия светового пучка в прозрачной дисперсной среде при больших интенсивностях излучения с учетом рэлеевского рассеяния излучения.

Мы рассматриваем жидкотвердую среду с наночастицами (дисперсная фаза), находящуюся под воздействием лазерного излучения с гауссовым профилем интенсивности [6].

Пусть распределение интенсивности падающего излучения в плоскости слоя среды имеет гауссов вид $I = I_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, где I_0 – интенсивность световой волны в центре пучка, r_0 – радиус гауссова пучка.

Балансное уравнение, описывающее динамику концентрации наночастиц в жидкотвердой среде с учетом диффузионного и электрострикционного потоков ($J_{el} = \gamma C \nabla I$ – электрострикционный поток) в стационарном режиме упрощается [7]:

$$-D \nabla C + \gamma C \nabla I = 0. \quad (1)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $C(r, t)$ – объемная концентрация дисперсных частиц; D – коэффициент диффузии; $\gamma = \beta \mu$; $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ – подвижность микрочастицы; a – радиус наночастицы; η – вязкость жидкости; β – поляризуемость наночастицы.

Общее решение уравнения (3) ищем в виде

$$C = B \exp\{I/I_s\}, \quad (2)$$

где $I_s = \gamma^{-1} D$; B – нормировочная константа, которую находим из условия нормировки (сохранения числа частиц).

Введем безразмерный параметр интенсивности излучения $\alpha = I_0 \gamma D^{-1}$. Для немалых изменений концентрации частиц (при большой интенсивности излучения) имеем $\alpha \gg 1$.

Данный результат показывает, что концентрация экспоненциально зависит от интенсивности (в отличие от обычной кубичной нелинейности) [6].

Для оптической силы концентрационной линзы получаем из (4-5) выражение [7]:

$$C = B \exp\{I/I_s\}, \quad (3)$$

где d – толщина слоя наносупспензии; $\Delta = 2d(\partial n/\partial C)C_0 r_0^{-2}$.

Светолинзовый отклик наблюдают, измеряя прошедшую кювету интенсивность на оси пучка, которая для малых нелинейностей пропорциональна оптической силе нелинейной линзы [8]. При больших концентрациях наночастиц становится существенным рэлеевское рассеяние излучения.

Введем эффективную оптическую силу нелинейной линзы, учитывающую потери излучения на рассеяние:

$$D_l^1 = \Delta \alpha \exp[\alpha - \alpha_R d], \quad (4)$$

где коэффициент рэлеевского рассеяния:

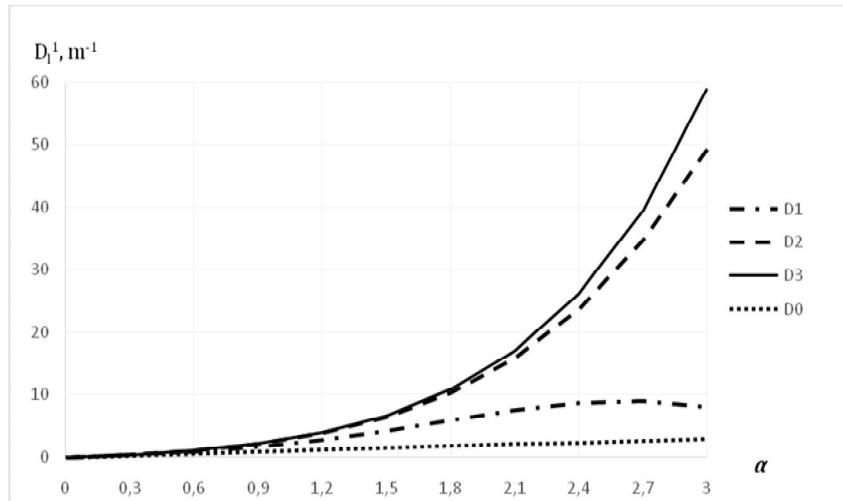
$$\alpha_R = 32\pi^4 \left(\frac{m-1}{m+2} \right)^2 \frac{\Phi}{\lambda} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^3. \quad (5)$$

Коэффициент рэлеевского рассеяния пропорционален концентрации частиц (или объемной доле Φ); m – относительный показатель преломления наночастицы.

На рисунке показаны зависимости D_l^1 от нормированной интенсивности для разных значений начальной концентрации наночастиц (или начального уровня потерь на светорассеяние).

Видно, что первоначальный экспоненциальный рост нелинейного отклика для больших концентраций сменяется падением из-за потерь на рассеяние.

Зависимость эффективной оптической силы нелинейной линзы



от нормированной интенсивности излучения (D1 для $\alpha_{1R} = 10^{-1}d$, D2 для $\alpha_{2R} = 10^{-2}d$, D3 для $\alpha_{3R} = 10^{-3}d$, D0 для $\alpha_{0R} = 0$).

Полученные результаты актуальны для нелинейной оптики дисперсных жидкокомпозиционных сред [9], а также для оптической диагностики таких сред [10, 11].

1. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Хе, В.К. Термолинзовая спектроскопия двухкомпонентных жидкокомпозиционных сред // Вестник Тихоокеанского государственного университета. – 2011. – № 4. – С. 39-44.
2. Vicary, L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. 2002. Vol. 82. № 4. P. 447-452.
3. Ivanov V., Ivanova G. A thermal lens response of the two components liquid in a thin him cell // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 735, № 1. – P. 012037; DOI: 10.1088/1742-6596/735/1/012037.
4. Lee, W.M., El-Ganainy, R., Christodoulides, D.N., Dholakia, K., Wright, E.M. Nonlinear optical response of colloidal suspensions // Opt. Express. – 2009. – V. 17, № 12. – P. 10277-10289.
5. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Khe, V.K. Light induced lens response in nanosuspension // Proc. SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 101760V. DOI:10.1117/12.2268263.
6. Chintamani, P., Shalini, M., Agnel, P., Meera, V., Tejas, I.H., Radha, S. Non-Linear Optical Studies of Colloidal Nanofluids // International Journal of Chemical and Physical Sciences. – 2014. – V. 3, № 5. – P. 44-51.
7. Иванов, В.И., Кузин, А.А., Ливашвили, А.И. Термоиндуцированное самовоздействие гауссова пучка излучения в жидкой дисперсной среде // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2010. – Т. 5, № 1. – С. 5-8.
8. Сухоруков, А.П. Дифракция световых пучков в нелинейных средах // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 5. – С. 85-92.
9. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Кирюшина, С.И., Мяготин, А.В. Нанодисперсные среды для динамической голограммии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58, № 11-3. – С. 153-156.
10. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Kirjushina, S.I., Mjagotin, A.V. The concentration mechanisms of cubic nonlinearity in dispersive media // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 735, № 1. – P. 012013.
11. Иванова, Г.Д., Кирюшина, С.И., Кузин, А.А. Исследование явлений массопереноса в бинарных средах термографическим методом // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 2. – С. 53.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

В.А. Погодина¹, М.Н. Литвинова¹, А.В. Сюй¹, Н.В. Сидоров², М.Н. Палатников²

¹Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

²Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья

Кольского научного центра РАН (г. Апатиты)

В работе исследовано преобразование широкополосного ИК-излучения в монокристаллах ниобата лития, легированных Zn, Mg, Gd, Y и Er, в условиях некритического 90-градусного синхронизма. Показано, что эффективность преобразования, ширина спектра и положение максимума спектра преобразованного излучения зависят от легирующей добавки и концентрации примеси.

Ключевые слова: ниобат лития, ИК-излучение, показатель преломления, ширина спектра.

CONVERSION OF IR RADIATION IN DOPED LITHIUM NIOBATE CRYSTALS

The processes of conversion of the broadband infrared radiation in lithium niobate crystals doped with Zn, Mg, Gd, Y and Er have been investigated. It is shown that the conversion efficiency, the spectral width and the position of the spectrum maximum of the converted radiation depend on the type of impurity and the impurity concentration.

Key words: lithium niobate, IR radiation, refractive index, spectrum width.

Легирование кристаллов ниобата лития различными химическими элементами позволяет управлять их нелинейно-оптическими и фоторефрактивными свойствами и расширяет область практического применения кристаллов ниобата лития в оптических устройствах [1-5].

Легирование малыми концентрациями (десятие и сотые доли массовых процентов) примесных элементов Zn, Mg, Gd, Y и Er снижает фоторефрактивную чувствительность кристаллов ниобата лития, при этом повышается степень структурного упорядочения катионной подрешетки вдоль полярной оси [1-3]. Известно, что при увеличении содержания примеси характер зависимости свойств легированного кристалла ниобата лития меняется при переходе через пороговые концентрации допиравущих элементов [1].

В работе исследованы монокристаллы ниобата лития конгруэнтного состава ($\text{Li}/\text{Nb}=0,946$) номинально чистые и легированные элементами Zn, Mg, Gd, Y и Er. Исследуемые образцы отличаются упорядочением структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла. Номинально чистые и легированные цинком Zn монокристаллы конгруэнтного состава характеризуются более разупорядоченной катионной подрешеткой и более высокой однородностью показателя преломления вдоль полярной оси кристалла, по сравнению с кристаллами стехиометрического состава [1-3].

Эффективность преобразования η стехиометрического кристалла LiNbO_3 стех., выращенного из обогащенного Li_2O расплава (58,6 мол.% Li_2O), была принята за единицу. Полуширина спектра $\Delta\lambda_{1/2}$ и относительная эффективность преобразования η для кристалла LiNbO_3 конгр. превышают соответствующие значения для кристалла LiNbO_3 стех.

Анализ спектров преобразованного излучения показывает (таблица), что при увеличении концентрации цинка Zn в кристалле ниобата лития относительная эффективность преобразования η уменьшается, что может быть обусловлено разупорядочением катионной подрешетки кристаллов и уменьшением нелинейно-оптических коэффициентов кристалла [1-3]. При этом для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ наблюдается немонотонная зависимость длины волны 90-градусного фазового синхронизма λ_0 от концентрации цинка Zn .

Основные параметры спектров широкополосного излучения преобразованного в монокристаллах ниобата лития разного состава

№п/п	Кристалл	λ_0 , нм	$\Delta\lambda$, нм	$\Delta\lambda_{1/2}$, нм	η
1	LiNbO_3 стех.(58,6 мол.% Li_2O)	495	50	21	1
2	LiNbO_3 конгр.(48,6 мол.% Li_2O)	525	71	25	1,41
3	$\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,018 вес.%)	533	66	32	0,89
4	$\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,03 вес.%)	535	62	28	0,82
5	$\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,52 вес.%)	528	84	39	0,67
6	$\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,62 вес.%)	525	85	40	0,56
7	$\text{LiNbO}_3:\text{Zn}$ (0,88 вес.%)	523	86	41	0,54
3	$\text{LiNbO}_3:\text{Y}$ (0,46 вес.%)	517	55	22	0,8
	$\text{LiNbO}_3:\text{Y:Mg}$ (Y 0,24 вес.%)	518	85	35	0,9
4	$\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0,002 вес.%)	525	71	25	0,44
5	$\text{LiNbO}_3:\text{Gd}$ (0,005 вес.%)	528	80	32	1,05
6	$\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (3,1 вес.%)	546	120	40	1,3
7	$\text{LiNbO}_3:\text{Er}$ (стех)	518	75	35	0,5

Для кристаллов ниобата лития, легированных Gd и Y , наблюдается увеличение ширины спектра преобразованного излучения по сравнению со спектрами номинально чистых кристаллов. Причем для кристаллов, легированных иттрием Y , максимум спектра смещен в коротковолновую область относительно максимума номинально чистого кристалла (LiNbO_3 конгр.). Снижение уровня сигнала преобразованного излучения для кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава, легированных Gd , можно объяснить оптической неоднородностью кристаллов, обусловленной неравномерным распределением примеси в объеме кристалла в процессе выращивания [5].

Внедрение в кристаллическую решетку монокристаллов ниобата лития конгруэнтного состава катионов Er^{3+} приводит к смещению максимума спектра преобразованного излучения на ≈ 20 нм в длинноволновую область относительно максимума номинально чистого кристалла конгруэнтного состава LiNbO_3 конгр. Смещение длины волны 90-градусного синхронизма в длинноволновую область, а также значительное увеличение ширины спектра преобразованного излучения ($\Delta\lambda = 120$ нм), вероятно, свидетельствует о разупорядочении катионной подрешетки кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}$.

Снижение интенсивности преобразованного излучения для кристаллов ниобата лития стехиометрического состава с примесью Er объясняется оптической неоднородностью, обусловленной периодическими изменениями соотношения R в кристалле [3, 5].

1. Черная, Т.С., Волк, Т.Р., Верин, И.А., Симонов, В.И. Пороговые концентрации в дopedированных цинком кристаллах ниобата лития и их структурная обусловленность // Кристаллография. – 2008. – Т. 53, № 4. – С. 612-617.

2. Сидоров, Н.В. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны / Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинников. – М.: Наука, 2003. – 255 с.

3. Калинников, В.Т., Палатников, М.Н., Сидоров, Н.В. Фундаментальные основы технологии высокосовершенных монокристаллов ниобата лития: аналитический обзор. – Апатиты: КНЦ РАН, 2005.
4. Сюй, А.В. Преобразование широкополосного теплового излучения кристаллами ниобата лития разного состава / А.В. Сюй, М.Н. Литвинова, П.С. Гончарова, Н.В. Сидоров, М.Н. Палатников, В.В. Криштоп, В.В. Лихтин // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, № 5. – С. 109-114.
5. Palatnikov, M.N., Bir'yukova, I.V., Sidorov, N.V. et al. Growth and concentration dependencies of rare-earth doped lithium niobate single crystals // Journal of Crystal Growth. – 2006. – V. 291. – P. 390.

УДК 535:548.1.024

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ЭФФЕКТА В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Н.Н. Прокопив, А.В. Сюй, В.Г. Ефременко

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

Предложено устройство, которое позволяет одновременно определять изменение показателя преломления электрооптического кристалла в течение времени и фотоэлектрические поля.

Ключевые слова: фоторефракция, интерференционная картина, фотоиндуцированное рассеяние света, фотоэлектрические поля, показатель преломления

AUTOMATED INSTALLATION FOR RESEARCH OF KINETICS OF PHOTOREFRACTIVE EFFECT IN ELECTROOPTICAL CRYSTALS

A device is proposed that allows simultaneous determination of the change in the refractive index of an electro-optical crystal over time and photoelectric fields.

Key words: Photorefraction, interference picture, photoinduced light scattering, photoelectric fields, refractive index

Введение

Фоторефрактивный эффект был обнаружен еще в 1966 г. А. Ашкиным с сотрудниками [1] и интенсивно исследовался в последующие два десятилетия. На результатах исследований построены множество конструктивных схем для модуляции, преобразования и управления излучением. Последние достижения в области фоторефракции собраны и обобщены в трех монографиях, в которых описаны фоторефрактивные материалы, основные эффекты и применение [2]. Но до сих пор интерес к фоторефрактивным материалам не спадает и ученые ищут пути усовершенствования уже известных материалов и синтезируют новые материалы [3, 4].

Автоматизированный комплекс

Предложено устройство для исследования интерференционно-поляризационным методом кинетических зависимостей фоторефрактивного эффекта и одновременно определять фотоэлектрические поля в кристаллах ниобата лития. Схема установки представлена на рисунке. По одной оптической оси устройства распространяется основное, мощное излучение от лазера ЛГИ-505 (337 нм,

87 кВт/см²), а перпендикулярно ей – вторичное, слабое излучение от лазера ГН-5 (632 нм, 388 мкВт/см²) с широкоаппертурным пучком. Во второй оптической ветви направления пропускания анализатора и поляризатора взаимно перпендикулярны и составляют угол 45° с главным сечением кристалла. Кристалл располагается таким образом, чтобы оптическая ось была перпендикулярна относительно вторичного излучения и параллельно относительно основного излучения. С помощью цифровой видеокамеры во второй ветви фиксируется интерференционная картина с течением времени облучения. Одновременно с этим на экране, расположенным в первой оптической оси при помощи другой цифровой видеокамеры снимается картина фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) ее-типа преимущественно развивающегося в плоскости главного сечения кристалла.

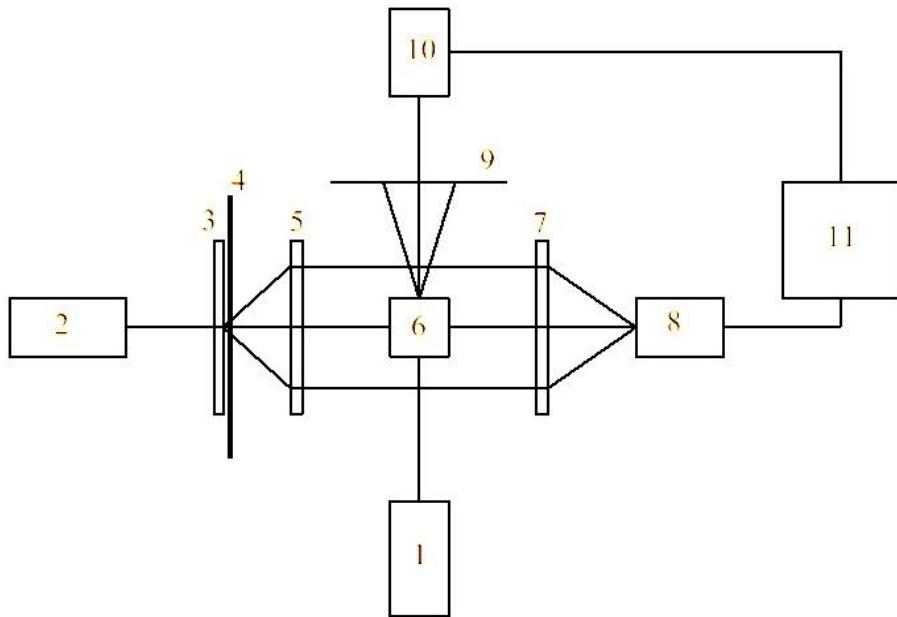


Схема автоматизированного комплекса:

1 – лазер ЛГИ-505, 2 – лазер ГН-5; 3 – рассеиватель, 4 – диафрагма, 5 – поляризатор, 6 – кристалл, 7 – анализатор, 8,10 – цифровые видеокамеры, 9 – полупрозрачный экран, 11 – компьютер.

По методике, описанной в [5], определяются фотоэлектрические поля [6, 7]. По виду интерференционной картины (интерферограмме) определяется набег фаз между обычным и необыкновенным лучами. По величине набега фазы определяется изменение показателя преломления кристалла [8]:

$$\Delta n = \frac{\Delta\varphi\lambda}{2\pi d^2},$$

где $\Delta\varphi$ – набег фазы; λ – длина волны излучения, d – толщина кристалла вдоль распространения излучения.

При изменении фазы на 2π в интерферограмме появляется новая замкнутая интерференционная линия в виде эллипса. С течением времени облучения число колец увеличивается. Сигналы с видеокамер подаются на компьютер и обрабатываются при помощи специально разработанных программ.

Заключение

Разработан автоматизированный комплекс для одновременного определения фотоэлектрических полей и изменения показателя преломления с течением времени. Разработанные программы позволяют автоматически определять фотоэлектрические поля и изменение показателя преломления, а

также строить графики зависимости определяемых величин от времени по данным с видеокамер. Точность определения исследуемых параметров зависит от разрешающей способности видеокамер.

-
1. Ashkin, A., Boyd, C.D., Dziedzic, T.M. Photorefractive effect in crystals // Appl. Phys. Lett. – 1966. – V. 9. – P. 72–80.
 2. Günter, P., Huignard, J.-P. Photorefractive Materials and Their Applications 1, 2, 3. – N.Y.: Springer Science + Business Media, LLC, 2007.
 3. Сюй, А.В., Сидоров, Н.В., Антонычева, Е.А. Фоторефрактивные свойства и особенности строения нелинейно-оптического кристалла ниобата лития. – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2011. – 108 с.
 4. Антонычева, Е.А., Сюй, А.В., Сидоров, Н.В., Яничев, А.А. Фотоиндуцированное рассеяние света в кристалле LiNbO₃:Cu // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80, № 6. – С. 125–127.
 5. Goulikov, M., Imlau, M., Woike, Th. Photorefractive parameters of lithium niobate crystals from photoinduced light scattering // Physical review B. – 2008. – V. 77. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.235110>
 6. Syuy, A.V., Sidorov, N.V., Gaponov, A.Y., Palatnikov, M.N., Efremenko, V.G. Determination photoelectric fields in a lithium niobate crystal by parameters of indicatrix of photoinduced scattered radiation // Optik – International Journal for Light and Electron Optics. – 2013. – V. 124. – P. 5259–5261.
 7. Syuy, A.V., Sidorov, N.V., Palatnikov, M.N., Shtarev, D.S., Antonycheva, E.A., Gaponov, A.Yu. Photoelectric fields in lithium niobate crystals // Optical and Quantum Electronics. – 2017. – V.49, № 3:126. DOI 10.1007/s11082-017-0962-2.
 8. Ахманов, С.А., Никитин, С.Ю. Физическая оптика – М.: Изд-во МГУ, 1998. – 656 с.

УДК 535

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ СООТНОШЕНИЙ КРАМЕРСА – КРОНИГА

Д.О. Струков, Д.В. Фомин

Амурский государственный университет (Благовещенск)

Рассмотрены основные моменты применения соотношений Крамерса – Кронига для определения оптических постоянных тонких пленок. Даны рекомендации по минимизации вклада приборной погрешности. Показано использование правил сумм для оценки правильности вычислений.

Ключевые слова: оптические постоянные, тонкие пленки, фундаментальные оптические функции, соотношения Крамерса – Кронига, правила сумм.

CALCULATING THE OPTICAL CONSTANTS OF THIN FILMS USING KRAMERS – KRONIG RELATIONS

The main points of the use of Kramers – Kronig relations to calculating the optical constants of thin films were considered. Recommendations for minimization of the contribution of the measurement error were presented. Application of sum rules for estimating the correctness of computations was also shown.

Key words: optical constants, thin films, fundamental optical functions, Kramers-Kronig relations, sum rules.

В современном материаловедении уделяется большое внимание исследованию оптических постоянных веществ, в связи с их большой информативностью. Зная показатель преломления n и показатель поглощения k , можно получить наиболее полное представление об электронной структуре

вещества. Универсальными методами расчета спектральных зависимостей оптических постоянных из экспериментальных спектрофотометрических данных является методы, основанные на дисперсионных соотношениях Крамерса – Кронига [1, 2].

Основу данных методов составляет введение понятия о комплексном коэффициенте отражения:

$$\ln \hat{r} = \ln \sqrt{R} + i\theta, \quad (1)$$

где R – коэффициент отражения; θ – фаза отраженной волны.

Можно записать следующие соотношения [1]:

$$\begin{cases} R = |\hat{r}|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}; \\ \operatorname{tg}\theta = \frac{2k}{n^2 + n^2 - 1}. \end{cases} \quad (2)$$

Выражая n и k , получаем:

$$\begin{cases} n = \frac{1-R}{(1-\sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R}\sin\frac{\theta}{2}}; \\ k = \frac{2\sqrt{R}\sin\theta}{(1-\sqrt{R})^2 + 4\sqrt{R}\sin\frac{\theta}{2}}. \end{cases} \quad (3)$$

Также можно представить компоненты комплексной диэлектрической проницаемости через n и k :

$$\begin{cases} \varepsilon_1 = n^2 - k^2; \\ \varepsilon_2 = 2nk. \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом, если известна одна из комплексных функций \hat{r} , $\hat{\varepsilon}$ или \hat{n} , то остальные могут быть вычислены из соотношений (1-4).

Для расчета оптических постоянных из соотношений (3) необходимо знать коэффициент отражения R и фазу отраженной волны θ . Коэффициент отражения устанавливается экспериментально. Чтобы найти θ , запишем для (1) дисперсионное соотношение Крамерса – Кронига:

$$\theta(\omega_0) = \frac{\omega_0}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega. \quad (5)$$

Здесь и далее символ P означает, что интеграл берется в смысле главного значения. Численные значения частот ω представлены в виде соответствующих энергий электромагнитного излучения – эВ.

Очевидно, в силу технологических ограничений, нет возможности экспериментально получить спектр коэффициента отражения от 0 до ∞ . Для разрешения этой особенности представим абсолютное значение фазы отраженной волны в виде суммы:

$$\theta(\omega_0) = \theta_1(\omega_0) + \theta_2(\omega_0) + \theta_3(\omega_0), \quad (6)$$

где $\theta_2(\omega_0)$ – фаза, рассчитанная из экспериментальных данных, тогда $\theta_1(\omega_0)$ и $\theta_3(\omega_0)$ – вклад от неизмеренных низко- и высокогенеретических областей спектра соответственно.

В простейшем случае неизмеренные области спектра экстраполируют в виде прямой, численно равной соответствующему граничному значению измеренной области. Возможные методы экстраполяции и численное решение интеграла (5) подробно рассматривается в [1].

Наименьшей восприимчивостью к погрешностям, вносимых экстраполяцией, обладает так называемый разностный метод Крамерса – Кронига [1], расчет фазы в котором осуществляется относительно некоторой эталонной точки:

$$\frac{\theta(\omega_0) - \theta(\omega_1)}{\omega_0 - \omega_1} = \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega - \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_1^2 - \omega^2} d\omega, \quad (7)$$

откуда для полной фазы имеем:

$$\theta(\omega_0) = \omega_0 \left(\frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{(\omega_1^2 - \omega_0^2) \ln R(\omega)}{(\omega_0^2 - \omega^2)(\omega_1^2 - \omega^2)} d\omega + \frac{\theta(\omega_1)}{\omega_1} \right). \quad (8)$$

Выражение (8) называется разностным интегралом Крамерса – Кронига [1, 2].

Из сравнения (5) и (7) можно видеть, что появившиеся слагаемые по обе стороны равенства выражают погрешность, между эталонным значением и вычисленным:

$$\Delta\theta(\omega_1) = \frac{\theta(\omega_1)}{\omega_1} - \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_1^2 - \omega^2} d\omega. \quad (9)$$

Эталонное значение фазы определяется из (2) по известным значениям n и k , которые могут быть вычислены в области прозрачности, где экспериментально определен коэффициент пропускания T [3].

Очевидно, что в классическом разностном методе Крамерса – Кронига погрешность фазы принимается постоянной для всего спектра $\Delta\theta(\omega) = const$. Так как погрешность в определении эталонной точки отразится на всем рассчитанном спектре, вполне обосновано брать усредненное значение $\Delta\theta$ с целью минимизации приборной погрешности в определении коэффициента отражения ΔR . Для этого перепишем выражение (7) в следующем виде:

$$\theta(\omega_0) = \omega_0 \left(\frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega - \langle \Delta\theta \rangle \right), \quad (10)$$

$$\langle \Delta\theta \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\theta(\omega_i)}{\omega_i} \right] - \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\ln R(\omega)}{\omega_1^2 - \omega^2} d\omega, \quad (11)$$

где $\langle \Delta\theta \rangle$ – среднее арифметическое значение $\Delta\theta$ по N эталонным точкам.

В случае, если приборная погрешность не постоянна, но является функцией частоты $\Delta R(\omega)$, стоит воспользоваться многократно разностными соотношениями Крамерса-Кронига [2].

О правильности результатов вычислений оптических постоянных можно судить, исходя из правила сумм для оптических функций [1]:

$$n_{\text{эфф}}(\omega_0) = const \int_0^{\omega_0} \omega \varepsilon_2(\omega) d\omega, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{\text{эфф}}(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_0} \frac{\varepsilon_2(\omega)}{\omega} d\omega, \quad (13)$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективное число электронов в атоме или молекуле кристалла; $\varepsilon_{\text{эфф}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость.

В области фундаментального поглощения $n_{\text{эфф}}$ должно достигать числа валентных электронов в кристалле, $\varepsilon_{\text{эфф}}$ также достигает насыщения при небольших энергиях, необходимые значения могут быть найдены из теоретических представлений об электронной структуре вещества или литературных данных, явные отклонения от этих значений могут свидетельствовать об ошибочности результатов [1].

В данной работе рассмотрено одно из возможных приложений дисперсионных соотношений Крамерса – Кронига. Несмотря на простоту, необходимо с предельной аккуратностью подходить к получению и подготовке исходных данных для расчета, а также уделить должное внимание проверке результатов на соответствие действительности. К неточностям в вычислениях могут приводить ошибки в реализации метода расчета, приборные погрешности, либо недостаточная очистка поверхности исследуемого образца.

-
1. Соболев, В.В. Расчеты оптических функций полупроводников по соотношениям Крамерса-Кронига / В.В. Соболев, С.А. Алексеева, В.И. Донецких. – Кишинев: Штиинца, 1976. – 123 с.
 2. Lucarini, V. Kramers – Kronig Relations in Optical Materials Research / V. Lucarini, J.J. Saarinen, K.E. Peiponen, E.M. Vartiainen. – Berlin: Springer, 2004. – 162 p.
 3. Струков, Д.О. Разработка программного обеспечения для расчета оптических постоянных пленок на изолирующих подложках // Молодежь XXI века: шаг в будущее: Материалы XVIII региональной научно-практической конференции, г. Благовещенск, 18 мая 2017 г. – Благовещенск, 2017. – С. 1053-1054.

УДК 535.211

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ДЮФУРА В МЕТОДЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОЙ ПСЕВДО-ПРИЗМЫ В НАНОСУСПЕНЗИИ

В.К. Хе, В.И. Иванов

Дальневосточный государственный университет путей сообщения (г. Хабаровск)

Рассматривается теоретическая модель вклада эффекта Дюфура в процесс тепло-массопереноса наночастиц в наносусpenзии, приведено аналитическое выражение температурного распределения в приближении малого изменения концентрации частиц.

Ключевые слова: эффект Дюфура, метод псевдо-призмы, наносусpenзия.

INFLUENCE OF THE DUFOUR EFFECT IN THE LIGHT-INDUCED PSEUDO-PRISM METHOD IN NANOSUSPENSION

A theoretical model of the contribution of the Dufour effect in the heat-mass transfer of nanoparticles in nanosuspension is considered. An analytical expression for the temperature distribution in the approximation of a small change in particle concentration is given.

Key words: Dufour effect, pseudo-prism method, nanosuspension.

Эффект Дюфура, обратный термодиффузионному эффекту Соре [1], заключается в возникновении теплового потока в процессе взаимной диффузии компонентов бинарной системы при наличии потока концентрации одного из компонентов. Прямое экспериментальное наблюдение данного эффекта в наносусpenзиях в литературе не описано. Целью данной работы является учет вклада эффекта Дюфура в методе светоиндцированной псевдо-призмы.

Рассмотрим прозрачную наносуспензию, освещаемую потоком лазерного излучения с однородным распределением интенсивности (рисунок).

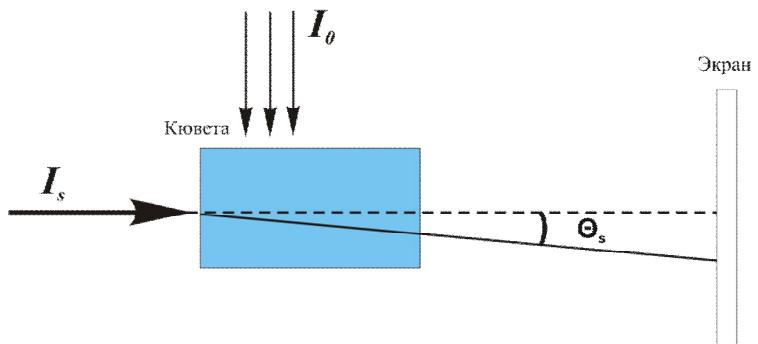


Схема наблюдения светоиндуцированной псевдо-призмы.

На наночастицу действует сила светового давления:

$$F_p = AI_0, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность опорного излучения.

$$A = \frac{128\pi^5 a^6}{3c_0\lambda^4} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) n_1, \quad (2)$$

$$m = n_2/n_1, \quad (3)$$

где n_1, n_2 – показатели преломления веществ дисперсионной и дисперской сред соответственно; a – радиус частицы; λ – длина волны излучения; c_0 – скорость света.

Под действием опорного излучения в наносуспензии возникает градиент концентрации наночастиц и, как следствие, изменяется показатель преломления среды, в результате зондирующий луч I_s отклоняется в получающейся псевдо-призме на угол θ_s [2].

Установившуюся скорость частицы можно представить в виде $\vec{V} = \mu \vec{F}_p$, где $\mu = (6\pi\eta a)^{-1}$ – коэффициент подвижности частиц, η – вязкость жидкости.

Индукционное световым давлением изменение концентрации частиц приводит к возникновению теплового потока. В линейной неравновесной термодинамике тепловой и концентрационный потоки связаны перекрестными эффектами и описываются системой балансных уравнений [1]:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T + \rho_1 T \mu_{11}^c S_T \left(\frac{\partial C}{\partial t} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C - \operatorname{div}(VC), \quad (5)$$

где T – температура среды; $C(z,t)$ – массовая концентрация дисперсных частиц; c_p, ρ, χ – теплофизические постоянные среды; ρ_1 – плотность материала наночастиц, $\mu_{11}^c = \frac{\partial \mu_1}{\partial C}$; μ_1 – химический потенциал дисперской фазы; S_T – коэффициент Соре системы; D – коэффициент диффузии; $V = \gamma I_0$ – скорость наночастиц в жидкой среде, $\gamma = \frac{64\pi^2 a^5}{9c_0} \frac{n_1}{\lambda^4 \eta} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$.

Второе слагаемое в уравнении (4) связано с той частью теплового потока, который возникает в результате наличия градиента концентрации в системе и выражает эффект Дюфура.

Точное аналитическое решение уравнения (5) с учетом отсутствия потока частиц на верхней и нижней границах [3]:

$$C(z', t') = C_0 u \left\{ \frac{\exp(uz')}{(e^u - 1)} + e^{0.5uz'} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2(k\pi)^2 [1 - (-1)^k e^{-0.5u}]}{(k^2\pi^2 + u^2/4)^2} \left[\frac{u}{(2k\pi)} \sin(k\pi z') + \cos(k\pi z') \right] e^{-(k^2\pi^2 + u^2/4)t'} \right\}, \quad (6)$$

где C_0 – начальная концентрация наночастиц; $u = Vl/D$; l – высота кюветы; $t' = Dt/l^2$; $z' = z/l$.

В приближении бесконечно малого излучения I_0 величина $u \sim 0$, получим:

$$\frac{\partial C(z, t)}{\partial t} = -C_0 \frac{Vl^3}{D^2} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} 2[1 - (-1)^k] \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) e^{-\frac{k^2\pi^2}{l^2}Dt} \right\}. \quad (7)$$

Считаем, что $\chi/D \approx 10^3$, то есть процесс установления температуры происходит значительно быстрее; тогда, подставляя (7) в (4), получим:

$$\Delta T = B \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} [1 - (-1)^k] \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) e^{-\frac{k^2\pi^2}{l^2}Dt} \right\}, \quad (8)$$

где $B = 2C_0 \frac{Vl^3}{D^2} \frac{\rho_1 \mu_{11}^c S_T}{\chi} \bar{T}$; \bar{T} – установившаяся температура среды без учета диффузии наночастиц.

Интегрируя (8) с учетом граничных условий $\nabla T(0, t) = 0$, $\nabla T(L, t) = 0$ получаем:

$$T(z, t) = T_0 - B \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \frac{l^2}{(k\pi)^2} [1 - (-1)^k] \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) e^{-\frac{k^2\pi^2}{l^2}Dt} \right\}. \quad (9)$$

Таким образом, получено точное аналитическое решение изменения температуры в приближении малой интенсивности светового поля, позволяющего отследить эффект Дюфура. Оценки показывают, что для создания легко измеряемой величины температурного градиента 10^5 К/см достаточно интенсивности излучения 10^5 Вт/см², что вполне достижимо для непрерывных лазерных источников.

Полученные результаты могут быть полезны также для развития методов оптической диагностики наноматериалов [4-10].

1. Гроот, С. де, Мазур, П. Неравновесная термодинамика. – М.: Мир, 1964. – 565 с.
2. Vicary, L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. – 2002. – V. 82, № 4. – P. 447-452.
3. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Krylov, V.I., Xe, V.K. Diagnostics of nanosuspension by the light-induced pseudo-prism method // Proc. of SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 1017607.
4. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Хе, В.К. Оптическая диагностика полимерных наночастиц // Фундаментальные исследования. – 2015. – № 11-6. – С. 1085-1088.
5. Иванова, Г.Д., Иванов, В.И., Хе, В.К. Оптическая седиментация полидисперсных смесей // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2016. – № 8-2. – С. 141-143.
6. Ivanov, V., Ivanova, G. A thermal lens response of the two components liquid in a thin him cell // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – V. 735. – P. 012037.
7. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Khe, V.K. Thermal lens response in the two-component liquid layer // Proc. SPIE. – 2015. – V. 968042-November 19. DOI: 10.1117/12.2205722.
8. Ivanov, V.I., Ivanova, G.D., Khe, V.K. Light induced lens response in nanosuspension // Proc. SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 101760V.
9. Иванов, В.И., Иванова, Г.Д., Хе, В.К. Тепловое самовоздействие излучения в тонкослойной жидкофазной среде [Электронный ресурс] // Современные проблемы науки и образования. – 2014. – № 6. – Режим доступа: URL: www.science-education.ru/120-17046.
10. Myagotin, A.V., Ivanov, V.I., Ivanova, G.D. Transient gratings in the transparent nanoliquids layer // Proc. SPIE. – 2016. – V. 10176. – P. 101761Z.

Секция 5

Техническая физика

УДК 538.971

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ДОПИРОВАННОГО ИОНАМИ ЛИТИЯ ТАНТАЛАТА КАЛИЯ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

А.Ф. Вакуленко

Санкт-Петербургский политехнический университет (г. Санкт-Петербург)

Нами был использован метод атомно-силовой микроскопии для исследования низкотемпературного полярного состояния монокристалла танталата калия, допированного ионами лития с концентрацией лития 3%. Были измерены петли гистерезиса поляризации приповерхностного слоя при различных температурах.

Ключевые слова: *допированный ионами лития танталат калия, поляризация, атомно-силовая микроскопия пьезоотклика.*

INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF POLARIZATION IN POTASSIUM LITHIUM TANTALATE VIA PIEZORESPONSE FORCE MICROSCOPY

We applied a piezoresponse force microscopy technique to investigate a low temperature polar phase of potassium lithium tantalate single crystal with concentration of lithium ions of 3% Hysteresis loops of surface polarization were measured at different temperatures from 10 to 300 K.

Key words: *potassium lithium tantalate, polarization, piezoresponse force microscopy.*

Введение

Танталат калия является квантовым паразелектриком и не имеет сегнетоэлектрической фазы при охлаждении вплоть до 0 К, но при наличии некоторого воздействия (наличие примеси или внешнего электрического поля) он может перейти в полярное состояние. Танталат калия, допированный литием, проявляет свойства дипольного стекла и имеет сегнетоэлектрическую фазу при низкой температуре [1]. За последние несколько десятилетий монокристаллы допированного ионами лития танталата калия (KLT) были всесторонне исследованы различными методами [2, 3, 4, 7, 8]. Несмотря на это, работ по исследованию поляризации поверхности KLT методами атомно-силовой микроскопии пьезоотклика (АСМП) относительно мало (например [2]). Таким образом исследование низкотемпературного состояния допированного ионами лития танталата калия методом АСМП является актуальной задачей. В данной работе был исследован монокристалл $K_{0.97}Li_{0.03}TaO_3$ методом АСМП при температурах от 50 до 200 К.

Используемый метод исследования.

Для исследования электрической поляризации наноразмерных структур хорошо подходит метод атомно-силовой микроскопии пьезоотклика. Метод позволяет получать распределение СЭ свойств на поверхности образца с нанометровым разрешением. В основе метода лежит обратный пьезоэлектрический эффект, а именно, изменение размера кристалла при помещении его во внешнее электрическое поле. Проводящий зонд атомно-силового микроскопа приводится в контакт с поверхностью образца, между зондом и проводящей подложкой прикладывается малое переменное напряжение. Если направление внешнего поля сонаправленно с направлением вектора поляризации в данной области образца, то эта область увеличивается, в обратном случае – уменьшается. Изменение размера области на частоте переменного напряжения регистрируется системой обратной связи микроскопа. Также атомно-силовой микроскоп позволяет не только определять направление вектора поляризации в веществе, но и изменять ее состояние приложением постоянного напряжения между зондом и проводящей подложкой.

Для снятия петли гистерезиса применяется следующий метод: вначале между зондом и нижним электродом прикладывается постоянное напряжение, чтобы изменить состояние поляризации области поверхности СЭ, затем производится измерение амплитуды и фазы сигнала пьезоотклика нового состояния (амплитуда переменного напряжения мала). Наличие постоянного напряжения при

измерении параметров сигнала пьезоотклика вызывает искажение данных из-за электростатических взаимодействий зонда микроскопа и поверхности образца [5]. Поэтому после приложения напряжения, изменяющего состояние поляризации, оно должно быть выключено, и только после этого производится измерение пьезоотклика (рис. 1).

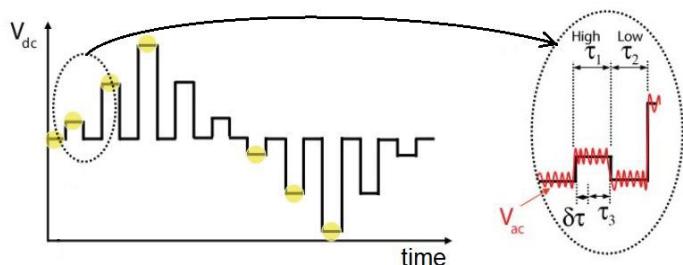


Рис. 1. Форма используемого для снятия петли гистерезиса напряжения [6].

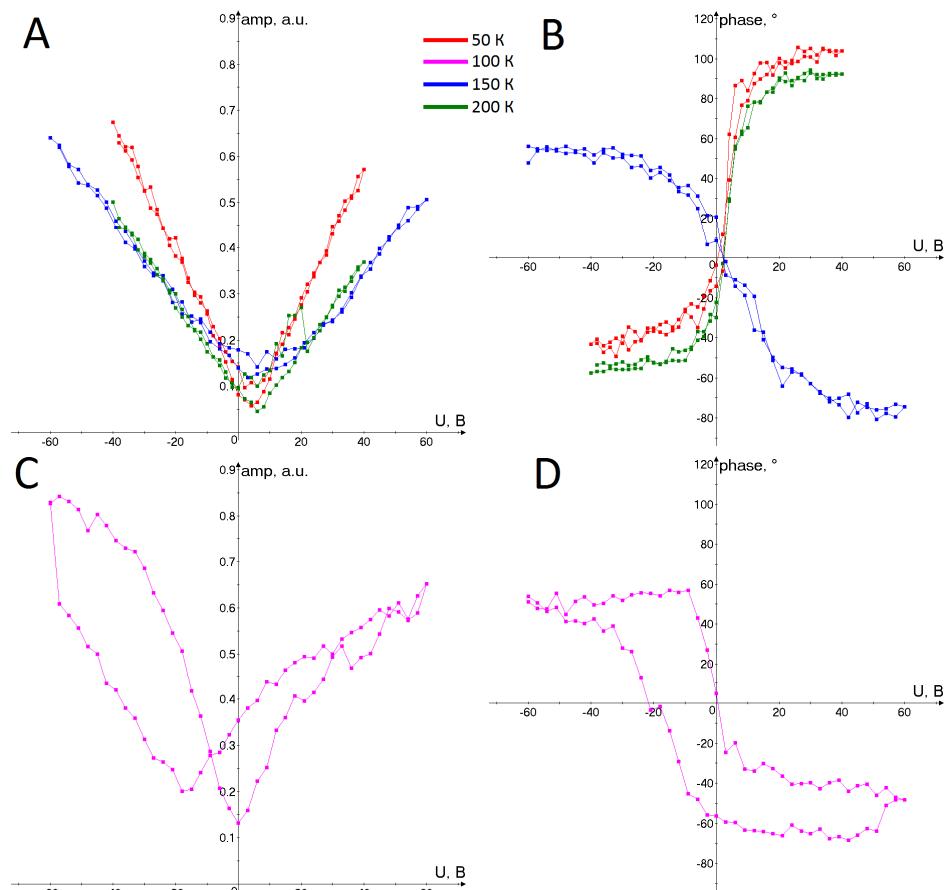
Объект исследования и экспериментальная установка

Монокристалл танталата калия, дopedированного ионами лития $K_{0.97}Li_{0.03}TaO_3$ (KLT-3%) был выращен методом Чохральского, концентрация ионов лития составляет 3%, размеры образца составляют $2 \times 2 \text{ mm}^2$ и толщина 1 мм. Поверхности кристалла были отполированы на установке Struers Tegramin-30 и очищены изопропиловым спиртом, на нижнюю сторону был нанесен электрод Cr/Au (4/80 нм), использовалась вакуумная установка нанесения тонких пленок Moorfield Minilab 080. Для измерений при низких температурах образец помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла, нагрев и поддержание температуры образца обеспечивал температурный контроллер Lakeshore LS340. Измерение петель гистерезиса проводилось криогенным атомно-силовым микроскопом AttoAFM I (Attocube Systems, Германия), использовались кремниевые зонды с проводящим напылением золота NSG03/Au. Для работы в режиме пьезоотклика применялись внешние генератор сигналов Yokogawa FC120 и синхронный усилитель Stanford Research Systems SR844. Описанный выше метод измерения петель гистерезиса был реализован в программной среде NI LabView 2013 с использованием внешней электроники, подключаемой по GPIB-USB интерфейсу.

Полученные результаты и сравнение с другими работами

На рис. 2 представлены зависимости поляризации от приложенного напряжения при температурах 50, 100, 150, 200 К полученные методом атомно-силовой микроскопии пьезоотклика. Из полученных результатов можно сделать вывод, что монокристалл KLT-3% проявляет сегнетоэлектриче-

ские свойства в районе температуры 100 К. В работе [2] было проведено исследование поляризации поверхности монокристалла KLT-3% и показано, что на поверхности образуются полярные нанорегионы при температуре ниже 80 К, что указывает на сегнетоэлектрическое состояние. В работе [4] проводилось исследование поляризации керамики KLT при различных концентрациях ионов лития в диапазоне температур от 10 до 300 К методом измерения тока термально стимулированной деполяризации (Thermally stimulated depolarization currents) и было показано, что поляризуется образец при температурах ниже 110 К для концентрации ионов Li равной $X_{Li}=5\%$ и ниже 80 К для $X_{Li}=2\%$. В работе [3] были измерены петли гистерезиса в керамике KLT с концентрациями 10%, 5%, 2% классическим методом Сойера-Тауэра при температурах от 10 до 300 К. Полученные петли имеют максимальный размах около температуры перехода материала в полярное состояние и теряют гистерезис как при повышении температуры, так и при ее понижении, что согласуется с результатами, полученными в данной работе.



Ruc. 2. Полученные зависимости поляризации от приложенного напряжения,

полученные методом АСМП при температурах 50, 100, 150, 200 К. А, С – амплитуда сигнала пьезоотклика; В, Д – фаза сигнала пьезоотклика.

Исходя из этих, данных, можно заключить, что полученные нами результаты соответствуют действительности. Зависимость поляризации от приложенного напряжения при 50 К не является сегнетоэлектрической, не согласуется с данными работы [2], но подобный эффект имеет место в работе [3].

1. Vugmeister, B.E., Glinchuk, M.D. Dipole glass and ferroelectricity in random-site electric dipole systems // Rev. Mod. Phys. – 1990. – V. 62. – P. 993.

2. Andreeva, N.V., Vakhrushev, S.B., Filimonov, A.V. Temperature Dependence of Ferroelectric Properties of the Potassium Lithium Tantalate $K_{1-x}Li_xTaO_3$ Obtained with Piezoresponse Force Microscopy Technique // Ferroelectrics. – 2014. – V. 469. – P. 73.

3. Tkach, A. Lithium-induced dielectric relaxations in potassium tantalate ceramics / A. Tkach, A. Almeida, J.A.Moreira et. al. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – V. 44. – P. 315406.
4. Tkach, A. Polar behaviour induced by lithium in potassium tantalate ceramics / A. Tkach, A. Almeida, J. A. Moreira et. al. // J. Phys.: Condens. Matter. – 2012. – V. 24. – P. 045906.
5. Анкудинов, А.В., Титков, А.Н. Атомно-силовая микроскопия поляризационных доменов в сегнетоэлектрических пленках // Физика твердого тела. – 2005. – Т. 47. – Вып. 6. – С. 1111.
6. Jesse, S., Baddorf, A.P., Kalinin, S.V. Switching spectroscopy piezoresponse force microscopy of ferroelectric materials // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88 – P. 062908.
7. Samara, G.A. The relaxational properties of compositionally disordered ABO_3 perovskites // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2003. – V. 15. – P. R367.
8. Yokota, H., Uesu, Y., Malibert, C., Kiat, J.-M. Second-harmonic generation and x-ray diffraction studies of the pretransitional region and polar phase in relaxor $\text{K}_{(1-x)}\text{Li}_x\text{TaO}_3$ // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75. – P. 184113.

УДК 621.371/.372

О СИММЕТРИИ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ПРИЕМА ФАЗЫ ОНЧ-СИГНАЛА

В.И. Нестеров

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

Проанализировано поведение фазы принимаемого сигнала радионавигационной системы «Омега» за 1981 г. Экспериментально получены данные зависимости фазы сигнала относительно зенитного угла Солнца для трассы Ля Ренюньон – Хабаровск. Показано, что эта зависимость имеет некоторую асимметрию во время восхода и захода Солнца.

Ключевые слова: ОНЧ-диапазон, частота сигнала, зенитный угол Солнца.

ABOUT THE SYMMETRY OF THE IONOSPHERE ACCORDING TO VLF PHASE SIGNAL RECEPTION

The behavior of the phase of the received signal of the radio navigation system «Omega» for 1981 is analyzed. The data of the phase dependence of the signal relative to the zenith angle of the Sun for the La Reunion - Khabarovsk path have been experimentally obtained. It is shown that this dependence has some asymmetry during sunrise and sunset.

Key words: VLF-range, signal frequency, Zenith angle of the Sun.

В работе [1] рассматривается метод измерения скорости вертикальных движений в D - и E -области ионосферы. Этот метод основан на измерении фазы пробных радиоволн, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями ионосферной плазмы, и обладает, по мнению авторов, более высокими точностью и временными разрешениями по сравнению с известными способами. В другой работе этих же авторов [2] отмечается, что заметна восходно-заходная асимметрия.

Экспериментально наблюдаемые вариации фазы ОНЧ сигналов являются необходимой базой для построения математических моделей вероятностных характеристик, для количественной оценки влияния различных гелио- и геофизических факторов.

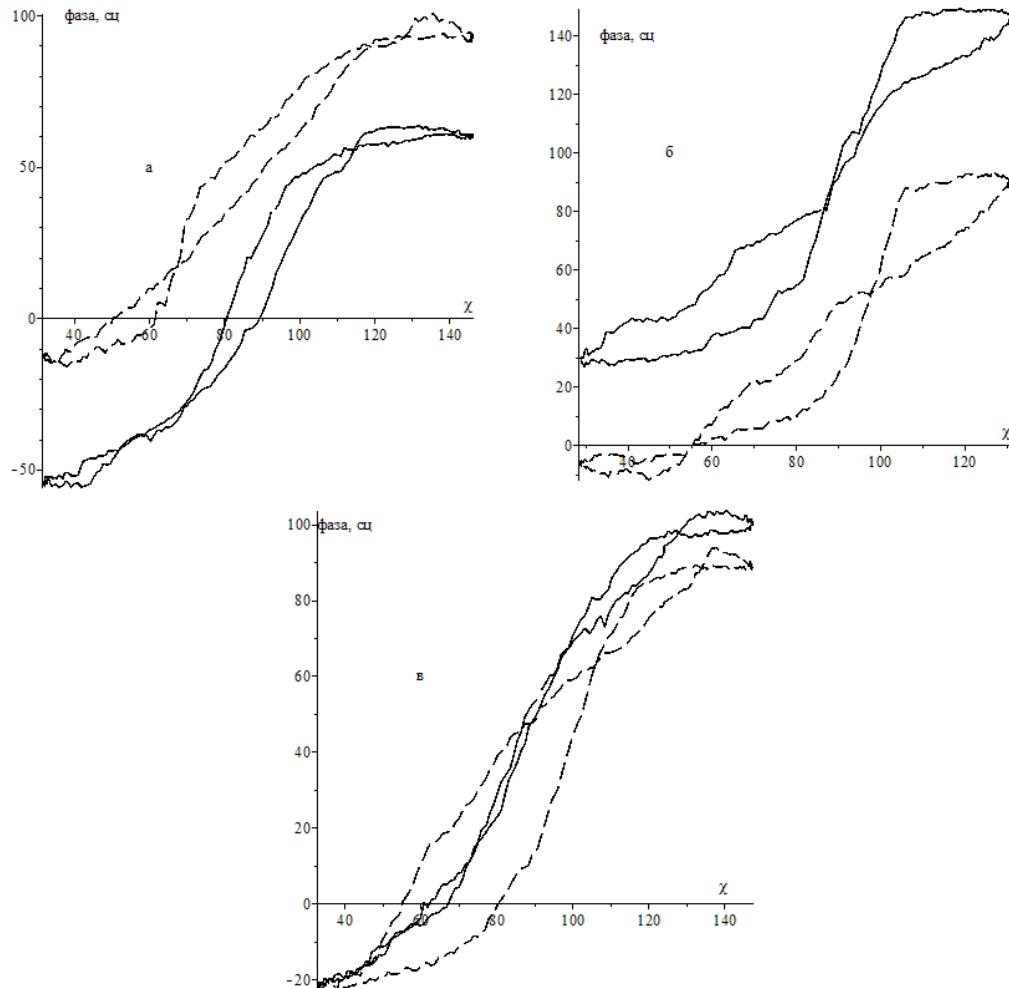
Наиболее существенными регулярными вариациями фазы сигналов являются суточные, определяемые изменением зенитного расстояния Солнца. Суточный ход фазы в случае одномодового распространения (что можно рассматривать на расстояниях выше 3000 км и для частот ниже 14 кГц) имеет трапециoidalный вид. Высота трапеции определяется удалением от передатчика, а крутизна боковых стенок определяется углом пересечения трассы с терминатором, который меняется от сезона к сезону.

Для анализа изменения фазы принимаемого сигнала от зенитного угла Солнца рассматривались усредненные на декадном интервале времени суточный ход фазы для трассы распространения Ля Рюньон – Хабаровск. Длина трассы – 11.018 Мм. Выбор усреднения на декадном интервале обусловлен значительным изменением склонения Солнца и наличием уравнения времени, которые могут привести к значительной величине среднеквадратического отклонения, особенно в переходные процессы на трассе. Так как для протяженных широтных трасс освещенность заметно изменяется вдоль трассы, средний зенитный угол Солнца определялся как [3]:

$$\overline{\cos \chi} = \frac{\sin(d/2a)}{\cos \chi_c} \cdot \cos \chi_c,$$

где d – длина трассы распространения; a – радиус Земли; χ_c – значение зенитного угла Солнца в средней точке трассы.

На рисунке показана зависимость фазы принимаемого сигнала для рассматриваемой трассы от среднего зенитного угла Солнца для различных частот и разных периодов года (для моментов весеннего и осеннего равноденствия и летнего солнцестояния).



Зависимость фазы от среднего зенитного угла Солнца для разных частот и периодов года (сплошная линия – частота 10.2 кГц, штриховая линия – частота 13.6 кГц, а – период весеннего равноденствия, б – период летнего солнцестояния, в – период осеннего равноденствия).

Как видно из рисунка, асимметрия наблюдается в период, когда трасса распространения полностью освещена (на частоте 10.2 кГц – летом, а на частоте 13.6 кГц – в период осеннего равноденствия). Здесь ничего удивительного нет, так как эффективная высота отражения на разных частотах хоть и незначительно, но отличаются.

Более значительная асимметрия наблюдается на переходном периоде (восход или заход Солнца). При одинаковых средних зенитных углах Солнца разность фаз между «восходной» и «заходной» ветвями может достигать 40 сц. В работе [2] отмечается, что в темной атмосфере атомарный кислород исчезает и образует озон, концентрация которого возрастает в несколько раз. Время жизни озона при отсутствии фотодиссоциации велико, и он накапливается за ночь. После восхода Солнца за счет фотодиссоциации озон превращается в атомарный и возбужденный молекулярный кислород, что обеспечивает быстрое отлипание электронов.

-
1. Беликович, В.В., Бенедиктов, Е.А., Гончаров, Н.П. Вертикальные движения в D- и E-областях ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. – 1991. – Т. 31, № 2. – С. 381-383.
 2. Беликович, В.В., Бенедиктов, Е.А. Исследование сумеречной D-области ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. XLV, № 6. – С. 502-508.
 3. Азарнин, Г.В., Орлов, А.Б., Сазеева, Н.Н. О дневных вариациях СДВ-полей, определяемых зависимостью электронной концентрации нижней ионосферы от зенитного угла Солнца // Геомагнетизм и аэрономия. – 1975. – Т. 15, № 3. – С. 462-466.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗЕМНОЙ КОРЫ
МЕТОДОМ МИКРОСЕЙСМИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
В ЗОНЕ ЦЕНТРАЛЬНО-СИХОТЭ-АЛИНСКОГО РАЗЛОМА

К.С. Рябинкин, В.В. Пупатенко

Институт тектоники и геофизики Дальневосточного отделения РАН (г. Хабаровск)

Проведены лабораторные испытания трех приборов REFTEK151-120 на сходимость результатов. Показано, что в области частот $f > 0,03$ Гц коэффициенты парной корреляции превышают 95%. Применение метода микросейсмического зондирования позволило выделить неоднородности скоростного разреза вблизи Центрально-Сихотэ-Алинского разлома.

Ключевые слова: *поверхностные волны, микросейсмическое зондирование, сейсмостанция REFTEK, Центральный Сихотэ-Алинский разлом, неоднородность земной коры.*

EARTH CRUST VELOCITY INVESTIGATION IN THE CENTRAL SIKHOTE-ALIN FAULT ZONE BY THE METHOD OF MICROSEISMIC SOUNDING

Laboratory tests of three REFTEK151-120 devices on the convergence of the results were carried out. It is shown that in the frequency range $f > 0.03$ Hz the coefficients of pair correlation exceed 95%. Using method of microseismic sounding allowed us to distinguish the inhomogeneities of the velocity profile near the Central Sikhote-Alin fault.

Key words: *surface waves, microseismic sounding, REFTEK seismic station, Central Sikhote-Alin fault, heterogeneity of the Earth crust.*

Авторы благодарны д-ру геол.-минер. наук С.В. Трофименко за постановку задачи и методическую помощь в организации полевых наблюдений. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-17-00015).

Введение

Изучение глубинного строения земной коры имеет важное значение для решения различных прикладных задач при поисках и разведке твердых полезных ископаемых. Особый интерес данное направление исследований приобретает в сейсмоактивных регионах для оценки сейсмического потенциала тектонических структур и активных разломов.

Территория Приамурья относится к сейсмоактивным регионам, многие активные разломы здесь изучены геолого-геофизическими методами. Проблемным с точки зрения детальной изученности остается Центрально-Сихотэ-Алинский разлом (ЦСАР). В данной работе приведены предварительные результаты исследования глубинного строения центрального фрагмента ЦСАР.

Метод микросейсмического зондирования (ММЗ) основан на изучении поверхностных волн Релея. Волны Релея распространяются вдоль земной поверхности и с увеличением глубины затухают

[1] пропорционально $e^{-\alpha kz}$, где $k=1/\lambda$, λ – длина волны Релея, z – глубина, α – показатель неоднородности среды. Объектом изучения волнами Релея служит структурированное (неоднородное) полупространство [2], ограниченное свободной поверхностью и обладающее скоростной дифференциацией.

В процессе исследований были решены две задачи: лабораторный эксперимент по изучению амплитудно-частотных характеристик приборов и идентичности их записи микросейсмических сигналов в широком диапазоне периодов; натурный эксперимент по регистрации поверхностных волн Релея с построением разреза через ЦСАР.

Лабораторный эксперимент

Для проведения исследований было задействовано три широкополосных сейсмометра REFTEK 151-120 (собственный период колебаний – 120 с) с регистраторами REFTEK 130-01. Частота опроса каналов составляет 100 Гц.

Все приборы были помещены в одинаковые температурные и микросейсмические условия. Измерения проводились в течение четырех суток. Для статистической обработки данных отобрано 38 записей длительностью два часа.

Для получения осредненных значений была разработана процедура обработки полученных данных [3]. Вся запись разделялась на сегменты длиной 4 мин. с перекрытием соседних сегментов на 75%. Рассчитывалась спектральная плотность мощности (СПМ) каждого сегмента (после исключения линейного тренда и применения оконной функции Ханна). Спектры сглаживались скользящим средним с шириной 0,1 октавы, в качестве окончательных значений также взяты десять точек на октаву. Для каждого значения периода из всех сегментов были сформированы выборки значений СПМ, по которым определялись медианные значения.

Для каждой частоты из интервала 0,01–1,05 Гц с дискретностью 0,004 Гц (248 значений) были рассчитаны парные коэффициенты корреляции (рис.1). В целом частотные характеристики приборов допускают их использование для проведения высокоточных геофизических измерений, т.к. отклонение коэффициентов корреляции от единицы укладывается в пятипроцентный диапазон. Было установлено, что наличие отдельных выбросов вне данного диапазона (рис. 1) связано с нестабильной работой приборов в низкочастотной области ($f < 0,03$ Гц). Это ограничение было учтено при построении геофизических разрезов.

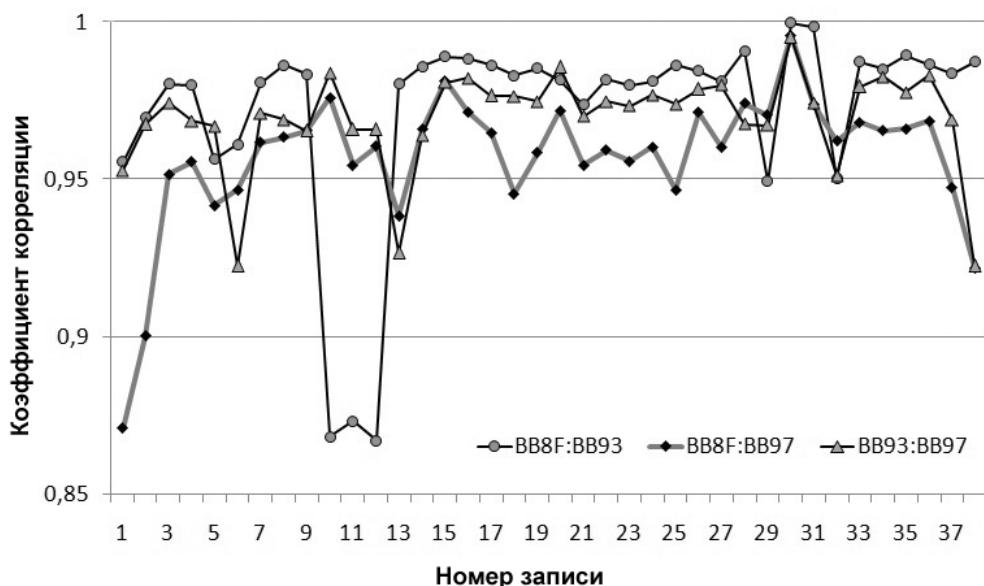


Рис. 1. Распределение парных коэффициентов корреляции по сериям измерений в лабораторных условиях

Натурный эксперимент

Полевые измерения выполнялись на участке пересечения ЦСАР автодорогой Лидога-Ванино (50-93 км автодороги Лидога-Ванино). Были проведены измерения микросейсмического шума на 45 точках, средний шаг по профилю составил около 1 км. Один сейсмометр был установлен на базовой станции и использовался для учета временных вариаций интенсивности микросейсмического поля. Два других устанавливались на точках профиля. Продолжительность измерений на большинстве точек составляла 2-2,5 часа. Результаты данных измерений показаны на рис.2.

Для построения глубинного разреза в ММЗ используется эмпирическое соотношение, связывающее фазовую скорость волны Релея V_R , частоту в спектре f и глубину H через мультипликативный коэффициент:

$$H(f) = 0,4\lambda(f) = 0,4V_R(f)/f, \quad (1)$$

где H – глубина, км; f – частота, Гц; $V_R(f)$ – скорость волн Релея, км/с. При перерасчете принималось значение скорости

$$V(f) = 3 - 2f. \quad (2)$$

В отличие от малоглубинных сейсмических методов [4], ММЗ позволяет получать разрезы по контрастам сейсмических скоростей. Конечным результатом является двумерная функция распределения относительных скоростей поперечных волн по профилю с глубиной (рис. 2).

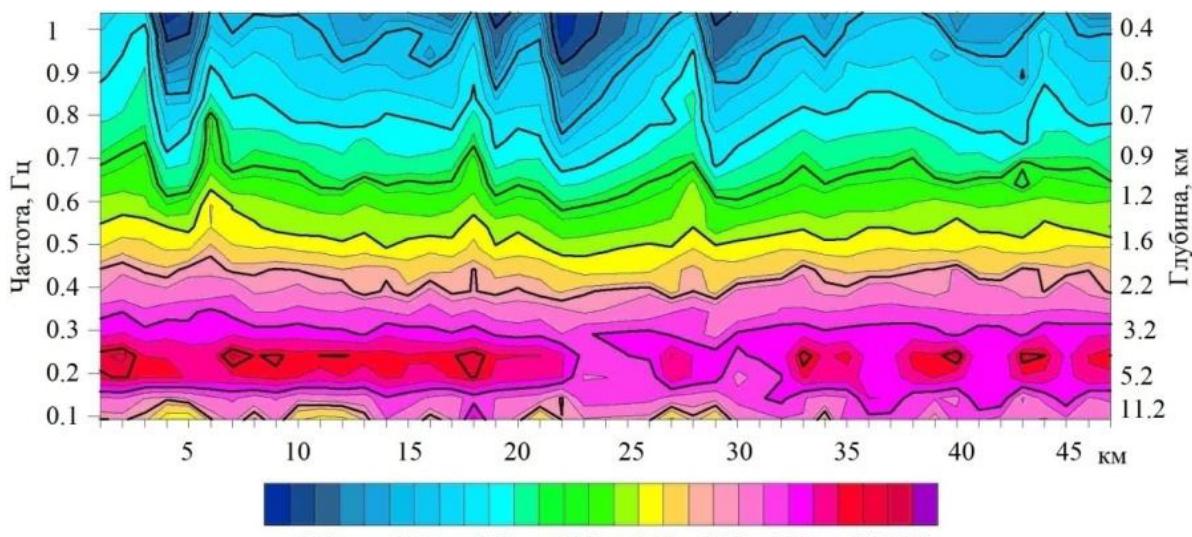


Рис. 2. Вертикальный разрез относительных скоростей поперечных волн в зоне влияния ЦСАР.

1. Горбатиков, А.В., Степанова, М.Ю., Кораблев, Г.Е. Закономерности формирования микросейсмического поля под влиянием локальных геологических неоднородностей и зондирование среды с помощью микросейсм // Физика Земли. – 2008. – № 7. – С. 66-84.

2. Кугаенко, Ю.А., Салтыков, В.А., Горбатиков, А.В., Степанова, М.Ю. Особенности глубинного строения района Северного прорыва Большого трещинного Толбачинского извержения 1975-1976 гг. по данным микросейсмического зондирования // Вулканология и сейсмология. – 2013. – № 5. – С. 23-39.

3. Рябинкин, К.С., Пупатенко, В.В. Спектральный анализ микросейсм и пространственная модель микроземлетрясений Северо-восточного сегмента системы разломов Тан-Лу // Успехи современного естествознания. – 2016. – № 10. – С. 162-166.

4. Овсюченко, А.Н., Трофименко, С.В., Мараханов, А.В. и др. Детальные геолого-геофизические исследования зон активных разломов и сейсмическая опасность Южно-Якутского региона // Тихоокеанская геология. – 2009. – Т. 28, № 4. – С. 55-74.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В МОДЕЛИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

К.А. Драчёв, В.И. Римлянд

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

В статье рассматривается применение метода конечных разностей во временной области для моделирования распространения ультразвука в модели трубы. Расчет проводился в двух- и трехмерном пространстве. Построены волновые фронты в двух- и трехмерной модели трубы, а также соответствующие акустические сигналы от виртуальных приемников.

Ключевые слова: модель металлической трубы, моделирование, волновой фронт, модель Кельвина, акустический сигнал.

MODELING THE ULTRASOUND PROPAGATION IN A METAL PIPE

The paper deals with the application of the time domain finite difference method to model the ultrasound propagation in a metal pipe. Two and three dimension spaces were considered. Wave fronts for the two- and three dimension pipe model are constructed and also appropriate acoustic signals from virtual receivers.

Key words: metal pipe model, modeling, wave surface, Kelvin model, acoustic signal.

Технологии ультразвукового сканирования приобрели огромную популярность в области неразрушающего контроля и быстро развиваются. Применение компьютерной техники и современного программного обеспечения позволяет значительно количественно и качественно расширить возможность существующих методов неразрушающего контроля и создание новых. Огромную популярность в неразрушающем контроле получили численные методы решения волновых уравнений. Для решения дифференциальных уравнений применяют метод конечных разностей во временной области (КРВО) [1, 2]. В статьях [3, 4] автор рассматривает моделирование распространения акустического сигнала в двумерном случае, используя метод КРВО. Целью настоящей работы является построение волновых фронтов двух- и трехмерных моделях металлических труб с использованием методов численного моделирования.

Авторами разработан алгоритм и на основе его реализован программный комплекс для построения акустического поля с учетом геометрии тела, материала и дефектов в трехмерном пространстве. В основе алгоритма расчета используется модель Кельвина вязкоупругой среды [3]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} + \eta_{ijkl} \frac{\partial \varepsilon_{kl}}{\partial t}, \quad (1)$$

где σ_{ij} – тензор напряжений [Па]; ε_{ij} – тензор деформации; C_{ijkl} – тензор упругости [Па]; η_{ijkl} – тензор вязкости [Па×с]; t – время [с].

А также второй закон Ньютона для сплошной среды:

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + F_i, \quad (2)$$

где ρ – плотность материала; v_i – компоненты вектора скорости; F_i – компоненты вектора сторонних сил, действующих на среду.

Все деформации в алгоритме считаются линейными, поэтому тензор деформации ε_{ij} имеет следующую зависимость от вектора смещения среды U_i :

$$\varepsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right). \quad (3)$$

Для расчета с учетом геометрии тела, материала и внутренних дефектов авторами реализован программный комплекс в среде программирования VisualStudio на языке C++. Применяемый алгоритм более подробно рассмотрен в работах [5-8].

Для уменьшения времени расчета была использована технология CUDA для расчета на GPU, что позволило сократить время вычислений в 20 раз в сравнении с расчетом на центральном процессоре. Для реализации параллельных вычислений на GPU массив входных данных разбивается на ряд блоков. Блоки образуют сетку, которая имеет размер $M \times N$. Для обеспечения корректности вычислений имеется пересечение между соседними блоками, что позволяет осуществить обмен граничными данными между блоками. Обмен данными между блоками обычно производится при помощи использования разделяемой памяти (использования разделяемой памяти удается избежать в том случае, когда одна нить обрабатывает данные в одной ячейке сетки).

Реализованный алгоритм и соответствующее программное обеспечение подробно рассмотрены в работах [8, 9]. В данных работах выполнено численное моделирование для различных двух- и трехмерных моделей распространения волнового фронта, возбуждаемого различными типами излучателей (точечными и непрерывными). Показано, что созданный программный комплекс позволяет строить волновые фронты с учетом акустических свойств материала, геометрии тела и наличия различных дефектов.

С помощью рассмотренного программного комплекса было проведено двухмерное моделирование распространения УЗ импульса в форме радиоимпульса в металлической трубе. Полученные результаты сравнивались с результатами реального эксперимента для стальной трубы внешним диаметром 114 мм, толщиной стенки 4 мм и длинной 1 м [10]. Источником и приемником акустических волн являлись прямые пьезопреобразователи с резонансной частотой 1,25 МГц, расположенные на противоположных торцах трубы.

Для численного расчета в двумерной системе координат использовалась модель трубы в виде «свернутой» плоскости сравнимой с масштабами трубы (длина – 1 м, ширина – 0,36 м). Виртуальные излучатель (сила воздействовала в направлении оси Oy – вдоль трубы) и приемник располагались на противоположных краях расчетной области (рис. 1).

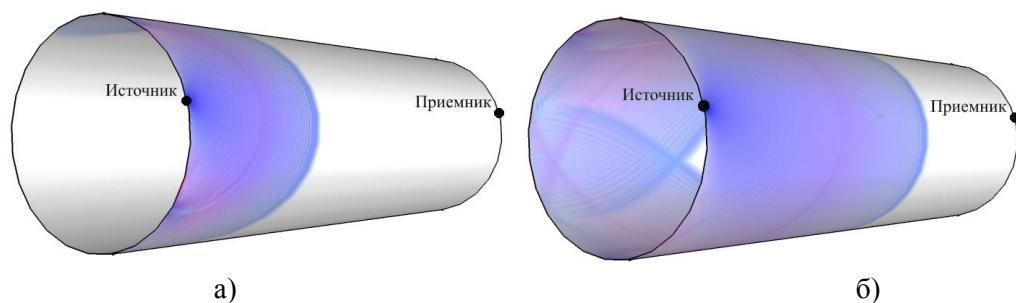


Рис. 1. Моделирование акустического поля внутри модели стальной трубы:
а) время расчета 5 мкс; б) время расчета 10 мкс.

В качестве возбуждающего сигнала при численном моделировании использовался радиоимпульс длительностью 50 мкс, частотой заполнения 150 кГц. В каждой точке плоскости рассчитываются значения тензора напряжений, скоростей изменения тензора по осям. Все значения каждый момент времени в точке приемника записываются в файл. После обработки значений тензора напряжений и скоростей изменения тензора по осям, можно построить временную зависимость амплитуд пришедших на приемник (виртуальную осциллограмму).

Результаты численного моделирования и реального эксперимента приведены на рис. 2. При расчете использовался одинаковый коэффициент затухания для всех колебаний, 0,1 дБ/м.

На рис. 2 видна пришедшая продольная волна (1) со скоростью распространения примерно 5640 м/с. Кроме этого, в осциллограмме акустического сигнала, полученного в результате численного расчета с использованием в качестве возбуждающего сигнала радиоимпульса (рис. 2, б), присутствует поперечная волна со скоростью 3128 м/с (2). Данный тип волн не регистрировался при проведении экспериментальных измерений на измерительной системе, при сходном расположении излучателя.

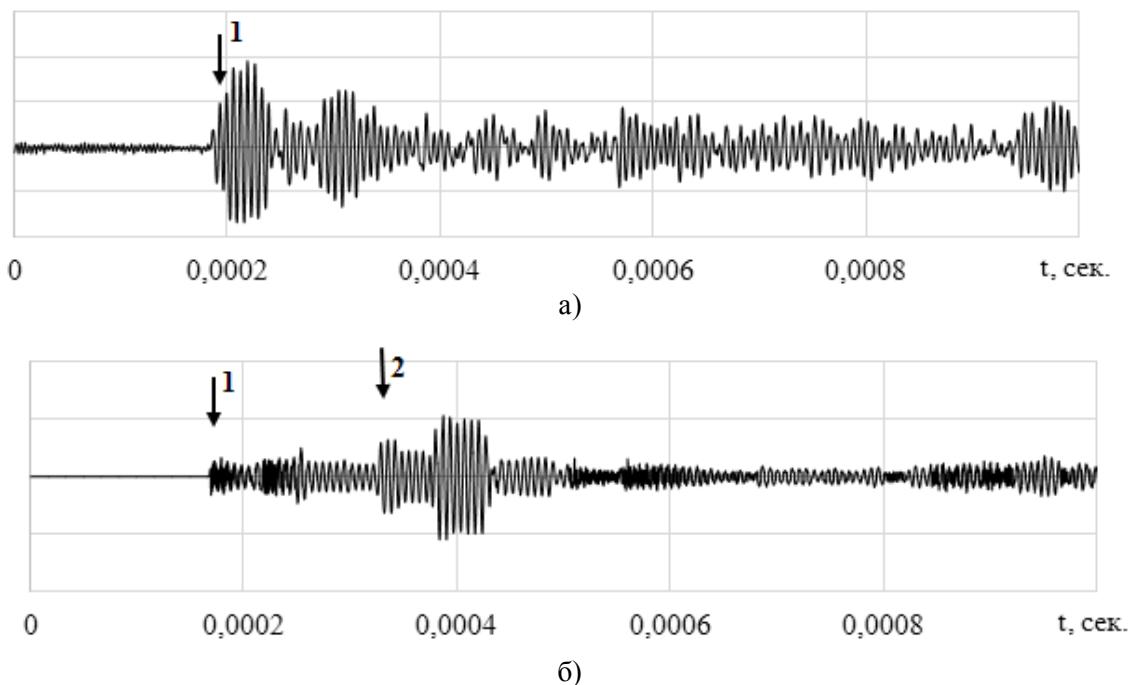
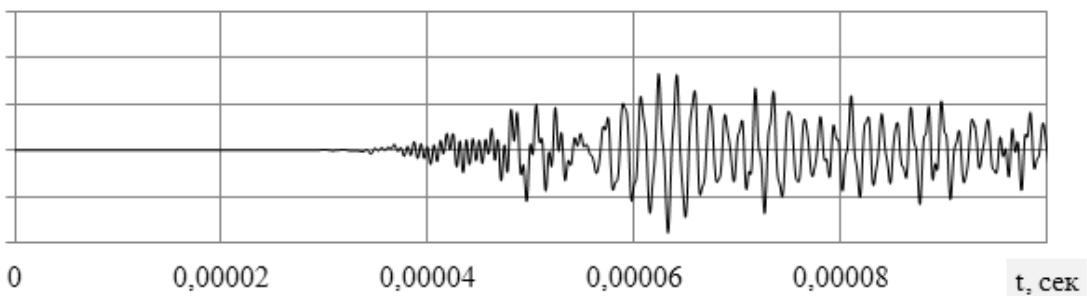


Рис. 2. Акустический сигнал при возбуждении радиоимпульсом с несущей частотой 150 кГц:
а) полученный в эксперименте, б) полученный в результате численного расчета.

Для численного расчета трехмерной области использовалась модель трубы в виде «свернутой» пластины сравнимой с масштабами трубы (длина – 1 м, ширина – 0,36 м, толщина – 4 мм). Виртуальные излучатель (сила воздействовала в плоскости yOz – вдоль «трубы») и приемник располагались на противоположных краях расчетной области. Расчетная область разбивалась по толщине на 20 «виртуальных» слоев, таким образом между отдельными слоями составил 0,2 мм. Источник и приемник представляли собой точечные объекты и располагались как на торце, так и на поверхности пластины. Расположение источника и приемника на поверхности пластины позволило моделировать наклонный пьезопреобразователь, используемый в измерительной системе. В качестве возбуждающего сигнала при численном моделировании использовались: радиоимпульс длительностью 50 мкс, частотой заполнения 150 кГц.

Моделирование наклонного излучателя с заданным углом ввода позволило возбуждать в трехмерной модели трубы акустические волны различных типов, в частности поверхностную волну (рис. 3). Время прихода акустического сигнала на рисунке соответствует скорости распространения поверхностной волны.



Rис. 3. Акустический сигнал при возбуждении радиоимпульсом с несущей частотой 150 кГц.

Таким образом, методами численного моделирования на основе метода конечных разностей во временной области с использованием созданного программного комплекса были исследованы теоретические модели труб для построения акустического поля с учетом геометрии и различных граничных условий. Построены волновые фронты в двух- и трехмерной модели трубы, а также соответствующие акустические сигналы от виртуальных приемников. Показано, что использованный метод численного моделирования распространения акустических волн в трубах позволяет в качественно и количественно интерпретировать результаты, полученные в реальном эксперименте.

1. Madariaga, R. Dynamic of an expanding circular fault // Bull. Seism. Soc. Am. – 1976. – V. 66 (3). – P. 639-666.
2. Maloney, J.G., Cummings, K.E. Adaptation of FDTD techniques to acoustic modeling // 11th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics (Monterey, CA). – 1995. – V. 2. – P. 724-731.
3. Бархатов, В.А. Решение динамических задач акустики методом конечных разностей во временной области. Основные соотношения. Анализ погрешностей // Дефектоскопия. – 2005. – № 3. – С. 12-26.
4. Virieux, J. SH-wave propagation in heterogeneous media: Velocity-stress difference method // Geophysics. – 1984. – V.49 (11). – P.1933-1942.
5. Avdeev, D.A., Rimlyand, V.I. Simulations of ultrasound propagation in solids of various shapes // Proceedings of the 22nd International Congress on Sound and Vibration. – Florence, 2015. – P. 1-8.
6. Бархатов, В.А. Решение динамических задач акустики методом конечных разностей во временной области. Основные соотношения. Анализ погрешностей // Дефектоскопия. – 2005. – № 3. – С. 12-26.
7. Бархатов, В.А. Решение волновых уравнений методом конечных разностей во временной области. Двумерная задача. Основные соотношения // Дефектоскопия. – 2007. – № 9. – С. 54-71.
8. Авдеев, Д.А., Римлянд, В.И. Моделирование распространения ультразвука в твердых телах различной формы // Информатика и системы управления. – 2015. – № 2 (44). – С. 15-22.
9. Авдеев, Д.А., Римлянд, В.И. Трехмерное моделирование акустического поля методом конечных разностей во временной области // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: материалы XIV региональной научной конференции, Хабаровск, 22–23 сентября 2016 г. – Хабаровск: ТОГУ, 2016. – С. 92-96.
10. Драчёв, К.А., Римлянд, В.И. Распространение акустических волн в металлических трубах // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование: материалы XIV региональной научной конференции, Хабаровск, 22–23 сентября 2016 г. – Хабаровск: ТОГУ, 2016. – С. 7-12.

Секция 6

Физическое образование

УДК 378.147

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ СМЕШАННОЙ ФОРМЫ ОБУЧЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЕ «ГИДРОГАЗОДИНАМИКА»

И.В. Верхотурова

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

В данной работе приводится опыт организации смешанной формы обучения студентов дисциплине «Гидрогазодинамика». Дается описание возможностей, преимуществ и недостатков использования смешанного обучения с применением системы дистанционного обучения (СДО) Moodle в учебном процессе. Приведен результат мониторинга учебной деятельности студентов по освоению дисциплины при реализации сочетания традиционного обучения и СДО Moodle.

Ключевые слова: смешанная модель обучения, СДО Moodle, оценка и мониторинг процесса обучения.

THE EXPERIENCE OF USING THE BLENDED LEARNING FORM THE DISCIPLINE «HYDRO-GASDYNAMICS»

In this work, the experience of organizing the blended learning form of students to discipline «Hydro-gasdynamics» is given. The possibilities, advantages and disadvantages of using the blended learning using Learning Management System (LMS) MOODLE in the learning process are described. The result of monitoring the students' educational activity on the learning of the discipline with realization of a combination of traditional training and LMS MOODLE is presented.

Key words: blended learning, distance learning, Moodle, assessment and monitoring of process of training.

На современном этапе развития образования все большее применение получают новые образовательные технологии. Последнее время в практику современных вузов вошло внедрение смешанной формы обучения, поскольку оно имеет ряд неоспоримых преимуществ при организации дистанционного и сопровождении очного обучения независимо от уровня получаемого образования.

Работы российских исследователей (Ю.И. Капустин, А.А. Хусаинова, М.С. Медведева, А.В. Корень и др.) подчеркивают большие возможности смешанной формы обучения, которая объединяет в различных сочетаниях и пропорциях элементы традиционного и дистанционного учебного

процесса и позволяет оптимально использовать все возможности выше перечисленных форм обучения для реализации и развития потенциальных способностей каждого обучающегося [1–4]. Так же в этих работах отмечено, что в настоящее время особое место среди современных технологических платформ в организации дистанционного учебного процесса вуза занимает СДО Moodle [1, 2, 3]. Очень важно отметить, что систему Moodle можно использовать как самостоятельную форму дистанционного обучения, так и в качестве дополнительной к существующим традиционным формам обучения (А.В. Корень) и что с использованием данного образовательного ресурса самостоятельная работа студентов выходит на новый уровень (А.А. Хусаинова) [2, 3].

В данной работе представлен опыт реализации сочетания традиционного и дистанционного обучения с использованием СДО Moodle в образовательном процессе на примере преподавания дисциплины «Гидrogазодинамика». Разработанный в СДО Moodle курс «Гидрогазодинамика» был направлен на организацию самостоятельной работы студента по овладению данной учебной дисциплиной, повышение эффективности учебного процесса и индивидуализацию обучения. Необходимо сразу отметить, что не все возможности среды Moodle были использованы при разработке курса, а в данном материале представлены лишь важные, на наш взгляд, из используемых.

Курс «Гидрогазодинамика» состоит из двенадцати разделов. В первом разделе в сети выкладываются: методические указания к лабораторным, практическим занятиям и по освоению дисциплины; методические рекомендации к самостоятельной работе и другой необходимый информационный материал по дисциплине. Остальные разделы курса соответствуют темам учебной программы по дисциплине. Каждая тема содержит лекционный материал, гиперссылки на видеофайлы, контролирующие тесты и др. Таким образом, каждый пользователь курса в одном месте находит всю необходимую информацию.

Элемент курса «лекция» представлен в двух вариантах – в виде презентации (как присоединенный файл) и/или как элемент системы (в форме текстового материала), используемый в основном для представления материала на самостоятельное изучение. Используя ресурсы системы Moodle, можно контролировать процесс изучения студентами лекций: путем размещения в конце каждой страницы лекции несколько проверочных вопросов; ограничивая доступ к материалу на определённое время; настраивая количество попыток ответов на вопросы и просмотра лекции.

В рамках разработанного курса «Гидрогазодинамика» обязательным элементом каждой темы являются гиперссылки на обучающие видеофайлы, размещённые на странице сайта YouTube. Дополнительно к видеофайлам по теме размещены учебные элементы «Задание», которые дают возможность преподавателю контролировать эту часть самостоятельной работы студента.

В разработанном электронном курсе студентам кроме методических указаний к лабораторным работам предлагаются также гиперссылки на обучающие видеоролики, размещённые на странице сайта YouTube, демонстрирующие сам процесс проведения лабораторной работы. Опыт показал, что у студентов, просматривающих эти видеоролики в процессе подготовки к лабораторной работе исчезают трудности в понимании как нужно правильно проводить экспериментальную часть. Студенты более быстро и успешно получают допуск к работе и выполняют ее.

В электронном курсе «Гидрогазодинамика» в рамках выполнения индивидуальной работы помимо обязательных тематических задач важным элементом курса являются задачи реконструктивного уровня, выполняемые в виде элемента «Ответ в виде файла» или «Ответ – в виде нескольких файлов». Данные задачи позволяют оценивать и диагностировать у студентов умения синтезировать, анализировать, обобщать фактический и теоретический материал с формулированием конкретных выводов и установлением причинно-следственных связей.

Обязательной частью электронного курса являются итоговые рубежные тесты по модулям, которые также позволяют оперативно проверять уровень усвоения материала. Редактор СДО Moodle

дает возможность преподавателю создать банк различных по типам вопросов, редактировать онлайн-тест и управлять им. Однако, следует помнить, что если тесты проводятся во внеаудиторное время, то у студентов есть доступ в сеть Интернет, а значит необходимо подготовить задания, которые не могут быть найдены непосредственно в Интернете. Кроме этого всегда существует вероятность прохождения теста одним студентом за другого.

Мониторинг результатов учебной деятельности проводился по дисциплине «Гидrogазодинамика», преподаваемой студентам второго курса инженерно-физического и энергетического факультетов в весенних семестрах 2015-2016 и 2016-2017 учебных годов. Оценка результата деятельности оказалась не выше 3,5 по пятибалльной шкале. На полученный результат сильное воздействие оказали следующие факторы: студенты в большей степени не посещающие занятия; студенты, зарегистрировавшиеся в СДО Moodle, но игнорирующие выполнение заданий или выполняющие их с большим запозданием. Однако если не брать во внимание данные факторы, то основная часть студентов показала хорошие результаты по освоению дисциплины «Гидрогазодинамика» при совместном использовании электронного обучения с традиционными формами обучения, т.е. при использовании модели смешанного обучения. Такое сочетание позволяет сохранить достоинства и устраниить недостатки и тех, и других технологий.

-
1. Медведева, М.С. Интегрированная образовательная среда – необходимое условие смешанного обучения [Электронный ресурс] // Современные исследования социальных проблем (электронный научный журнал). – 2012. – № 10(18). – Режим доступа: <http://www.journal-s.org/index.php/sisp/article/view/6201324>.
 2. Хусаинова, А.А. Педагогические условия использования системы MOODLE в организации самостоятельной работы при обучении иностранному языку студентов экономических специальностей [Электронный ресурс] // Современные исследования социальных проблем (Электронный научный журнал). – 2013. – № 2(22). – Режим доступа: URL: <http://www.journal-s.org/index.php/sisp/article/view/ 2201337>.
 3. Корень, А.В. Использование электронной образовательной среды Moodle в создании интерактивных учебных курсов нового поколения // Территория новых возможностей. Вестник Владивостокского государственного университета экономики и сервиса. – 2013. – № 3(21). – С. 127-138.
 4. Капустин, Ю.И. Педагогические и организационные условия эффективного сочетания очного обучения и применения технологий дистанционного образования: Автореф. дис. ...д-ра пед. наук. – М., 2007. – 47 с.

ФИЗИКА В СИСТЕМЕ ИНЖЕНЕРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

А.В. Казарбин, В.С. Лунина

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

В статье рассматриваются проблемы современной подготовки инженерных кадров. По мнению авторов, обеспечение экономики инженерными кадрами, соответствующими современным требованиям возможно только при условии создания новой образовательной модели, которая будет основываться на непрерывности и преемственности всех уровней современного образования.

Ключевые слова: инженерное образование, физика, познавательный интерес.

PHYSICS IN THE SYSTEM OF ENGINEERING EDUCATION

In article problems of modern preparation of engineering shots are considered. According to the authors, providing the economy with engineering personnel that meet modern requirements, is possible only under condition of creation of a new educational model, which is based on continuity and continuity of all levels of modern education.

Key words: engineering education, physics, cognitive interest.

В современных социально-экономических условиях развития страны качество инженерно-технических кадров становится одним из ключевых факторов стратегического развития государства. Сегодня специалист с инженерным образованием это профессионал высокого уровня, который не только обеспечивает работу сложнейшего оборудования и конструирует современную технику и машины, но и формирует окружающую современную действительность. Именно качество инженерных кадров становится одним из ключевых факторов конкурентоспособности страны.

Главная особенность российского инженерного образования – сочетание сильной фундаментальной подготовки с широтой профессиональных знаний и умений в соответствии с принципом «обучение на основе науки» [1.] Развитие инженерного образования не возможно без фундаментальных знаний по естественно-научным дисциплинам, таким как: алгебра, геометрия, информатика, физика. Целью преподавания физики является получение учащимися основополагающих представлений о фундаментальном строении материи и физических принципах, лежащих в основе современной естественнонаучной картины мира. Курс обучения физики должен способствовать формированию современного естественнонаучного мировоззрения, развитию научного мышления и расширению научно-технического кругозора учащихся. Современная физика как фундаментальная наука формирует основы научной картины мира и определяет пути научно-технического прогресса. Эта наука может помочь предвидеть, объяснить и предотвратить многие опасности современного мира. Одна из задач, которую может решить курс современной физики – это разработка методов и средств управления

рисками, осознанных человечеством опасностей в целях снижения их до приемлемого уровня. Именно физика является фундаментальной базой для теоретической подготовки инженера, без которой его успешная деятельность невозможна [3].

Несмотря на то, что в последние годы изменились социальные требования общества к знаниям, навыкам, личностным качествам и компетенциям, которыми должны овладеть выпускники общеобразовательных школ, кардинальных изменений в общеобразовательных программах по увеличению количества часов подготовки по физике и других естественнонаучным дисциплинам не происходит. Реформы образования и новые учебники не улучшили качество преподавания физики в общеобразовательных организациях, система обучения зачастую сводится к заучиванию формул и правильному их применению. Поэтому стремление преподавателя вуза – пробудить у студентов инженерных направлений подготовки любознательность, пытливость, желание изучать физические явления, применять знания на практике зачастую наталкивается на нежелание и отрицание учащихся.

Как следствие, сегодня констатируют слабые профессиональные компетенции выпускников инженерных специальностей, которые обусловлены несовершенствами конструктивного мышления, отсутствием мотивации к творческой деятельности и целенаправленного формирования физико-технических знаний и умений. Сегодня примерно 50% студентов первых курсов инженерных специальностей поступает с таким уровнем знаний (слабые тройки), что нормально обучаться они просто не способны [2]. Работодатели так же отмечают низкую готовность выпускников вузов сразу приступить к профессиональной деятельности. По оценкам Всемирного экономического форума лишь 15% дипломированных молодых российских инженеров готовы к немедленному трудуустройству, остальным не хватает профессиональных и личностных компетенций. Для сравнения: этот показатель в развитых странах составляет около 80% (в США – 81%).

По мнению авторов, выявленное противоречие между действительностью и требованием общества к системе подготовки школьников (студентов) связано с такими факторами как: старение педагогических кадров, недостаточный приток молодых учителей – новаторов, несоответствие темпов обновления учебно-материальной базы, отсутствие специальной курсовой переподготовки кадров, работающих с одаренными детьми; отсутствие комплексной системы, направленной на подготовку инженерных кадров и др.

Как известно, самым важным мотивом к обучению выступает познавательный интерес, который является основой активной самостоятельной деятельности ученика, его отношении к учению вообще. Познавательный интерес является одним из важных факторов учебного процесса. Проблема развития познавательной активности учащихся связана с поиском нового в теории и практике обучения. Результатом творческого поиска оригинальных решений разнообразных методических проблем являются специфические формы и методы обучения. Первое место по праву занимают технологии обучения, которые базируются на развитии познавательного интереса учащихся. Данные технологии активизируют процесс обучения, опираются не только на процессы восприятия, памяти, внимания, но и на творческое, продуктивное мышление и общение, активные формы и методы обучения.

Современной целью развития инженерного образования является обеспечение подготовки инженерных кадров, обладающих знаниями, навыками, личностными качествами и компетенциями, отвечающими требованиям экономики XXI в., целям и задачам социально-экономического развития и структуре рынка труда. В связи с чем, цель преподавания физики в современной школе – развитие у учащихся способности наблюдать и размышлять, а также зарождение интереса к проблемам окружающего мира и к их решению. Физика должна научить их вести наблюдения, классифицировать, связывать между собой явления и давать им объяснения. Особый акцент в преподавании физики в современной школе должен быть сделан не только на формировании и развитии мышления, предметных знаний и умений, а на воспитании информированного и думающего гражданина, способного осмысливать научные вопросы в контексте социальных и личностно значимых задач.

Обеспечить системное решение проблемы привлечения молодежи в инженерную сферу образования, науки и производства, и закрепления ее в этих сферах является одной из ключевых задач системы образования, и выполнение данной задачи возможно путем создания новой модели инженерного образования: кластерно-ориентированного, обеспечивающего взаимодействие образовательных организаций с предприятиями, организациями, в т.ч. профессионального образования, входящими в ведущие отраслевые кластеры, включая социальную сферу, объединения работодателей, предпринимателей.

Данная модель должна основываться на непрерывности и преемственности всех уровней образования (дошкольного, начального, среднего и полного общего образования, СПО, довузовской подготовки, высшего, дополнительного), способствовать развитию условий для целенаправленного личностного развития детей и молодежи, формированию у них положительного восприятия научно-технической, исследовательской и проектной деятельности, инженерного мышления, устойчивой мотивации к получению инженерного образования, и как результат – профессиональной подготовки компетентных инженерных кадров с высшим образованием в соответствии с существующими потребностями экономики государства.

-
1. Федоров, И.Б., Медведев, В.Е. Инженерное образование: проблемы и задачи // Высшее образование в России. – 2011. – № 12. – С. 54-60.
 2. Инженерное образование: экспертная оценка, диагноз, перспективы (обзор) // Высшее образование в России. – 2011. – № 12. – С. 65-76.
 3. Никифоров, В.Ю. Методические указания по подготовке, выполнению и оформлению лабораторных работ в лабораторном практикуме по дисциплине «Физика». – Егорьевск: Егорьевский технологический институт (филиал Московского государственного университета «СТАНКИН»), 2012.

РОЛЬ КУРАТОРА СТУДЕНЧЕСКОЙ ГРУППЫ

Г.Г. Капустина, Л.В. Молчан

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

В статье рассматриваются вопросы о роли и функции куратора в студенческой группе, еще открывается смысл термина «куратор», собственно, что воздействует на удачливость процесса привыкания учащихся в группе, как формируется студенческий коллектив, и в каких направлениях исполняется работа куратора.

Ключевые слова: *куратор, студенческая группа, функции куратора, вуз, деятельность куратора.*

THE ROLE OF THE CURATOR OF THE STUDENT'S GROUP

This article considers the questions of the roles and functions of the curator in a students' group, explains the meaning of the term «curator», actually, which of the important factors may affect the adaptation process, how form the student's teams, and which direction curator doing his work.

Key words: *куратор, студент's group, the functions of the curator, higher educational institution, the activities of the curator*

Внеучебную работу со студентами в данный момент считают одной из важнейших деталей образования. Одна из основных ролей в данном значении принадлежит кураторам студенческих групп. Главная цель института – помочь обучающемуся оказаться высококвалифицированным специалистом, имеющим абсолютно все достижения избранной профессии, таким образом, важность куратора в этом процессе неоценима. Кураторство необходимо расценивать равно как незаменимую и успешную концепцию взаимодействия преподавателя и учащихся, часть организации учебно-воспитательной деятельности.

В нынешний период становится всё яснее, что куратор – это вовсе не второстепенная роль в жизни учащихся. Куратор выступает живым носителем культуры в менее формальных обстановках непосредственного общения педагогов с абитуриентами. В базе кураторской работы лежат преподавательские способности и общественный навык наставника, и они решающим образом определяют триумф его воспитательного воздействия. Куратор – одна из высококлассных функций студенческого преподавателя, объединенная с преподавательской помощью обучающихся равно так же как и взрослых учащихся. Вследствие этого, у куратора должны быть развиты профессиональные свойства такие как педагогическая эрудиция, педагогическое целеполагание, педагогическое (практическое и диагностическое) мышление, педагогическая чутче и предвидение, педагогическая наблюдательность, педагогический оптимистичность и находчивость, педагогическая рефлексия.

Термин «куратор» исходит от латинского слова *curator* – учитель, попечитель; личность, которой доверен надзор за ходом какой-нибудь работы.

В согласовании с целями и задачами, которые определяют для себя сами кураторы, их возможно символически поделить на некоторые разновидности:

Куратор-«информатор» – подразумевает, что его единственная задача - актуальное представление важной информации учащимся (о расписании, о каких-то событиях и т.д.). Он не считает необходимым вникать в жизнь группы, полагая, что учащиеся уже зрелые и самостоятельные.

Куратор-«организатор» – считает важным осуществить жизнь группы с поддержкой каких-то внеучебных событий (вечера, походы в оперу и т.д.) В собственные обязанности он еще подключает роль в выборах старосты, испытывает ответственность за происходящие межличностные инциденты в группе и старается подключаться в их разрешение.

Куратор-«психотерапевт» – довольно серьезно и близко к сердцу воспринимает личностные трудности учащихся, готов внимать их душевизлияния, стремится посодействовать советом. Он довольно большое количество собственного времени расходует на эмоциональную помочь учащимся. Так же, в свою очередь, устанавливает очень тесные контакты, вследствие чего рискует получить чувственное истощение, из-за того, как целыми днями предоставлен студенческим проблемам и поискам их решения.

Куратор-«родитель» – возлагает на себя родительскую заботу и опеку в отношении учащихся. Он чрезмерно содержит их под контролем, в большинстве случаев вообще лишает инициативы. Принимает домашние и персональные проблемы учащихся, однако, вовсе не с точки зрения психической помощи, а словно контролирующий опекун, который требует совершенного подчинения его заключениям. В большинстве случаев это люди старшей возрастной категории, и в собственных отношениях со студентами они ссылаются на личный житейский навык.

Куратор-«приятель» – интересуется, чем же занимается студенческая группа и как она живёт, особенно иногородние студенты, что проживают в общежитиях. Так же, он стремится участвовать во множестве массовых событий, связанных со студентами. Учащиеся воспринимают куратора как члена группы. Он пользуется уважением, но ему зачастую не хватает некой уверенности, дабы в важных случаях предъявить свои условия, на те или иные запросы. В основном, таки кураторами являются молодые педагоги или же аспиранты.

Куратор-«беззаботный студент» – не считает для себя нужным выполнять какие-либо прямые обязанности, в большинстве случаев, даже не понимает, что он должен делать. Он лишь только на бумагах является куратором, зачастую он даже не представляет как выглядит его группа и кто они такие.

Куратор-«администратор» – основной проблемой учащихся он ставит – посещаемость группы: ведет учет о пропусках и посещаемости. Осуществляет в основном функцию контроля, но, в различие от куратора-родителя, делает ее лишь формально, без собственной заинтересованности.

Гарантией преуспевания наблюдательской деятельности и кураторской работы представляется интересом власти – администрации института, которая относится к данному роду работы как к формальным обязательствам педагога. На сегодняшний день, по нашему мнению, строго необходимы механизмы отбора кураторов из большинства желающих преподавателей, которые будут прекрасно работать, а именно – административные меры по мотивации кураторов, механизмы эффективного обучения и контроля их деятельности. С целью данного следует гарантировать интерес кураторов в честном труде.

Деятельность куратора как тип безупречно-преподавательской работы должна иметь такие качества как целеустремленность и обоснованность.

Итак, куратор должен:

отыскать персональный подход к любому учащемуся;

исследовать индивидуальную проблему каждого из своих студентов;

один раз в 2 недели осуществлять предметные семинары либо совещание учащихся собственной группы;

в любое полугодие подготавливать доклад о проведенной кураторской работе; ознакомить учащегося с отличительными чертами начала учёбы в институте; осуществлять контроль пребывания и проживания иногородних учащихся в общежитии; осуществлять контроль успеваемости учащихся своей академической группы; оповещать заведующего кафедры об абсолютно всех делах и достоинствах собственных учащихся; постоянно проводить культурно-социальные события; вести специальный журнал куратора; организовывать поездки, путешествия в музеи, туристические путешествия и прочие познавательные события; оповещать отца с матерью о успеваемости учащегося; сформировать миролюбивые взаимоотношения среди студентов собственной академической группы.

Функции куратора

Коммуникативная роль кураторства подразумевает предоставление и помощь куратором подходящей эмоциональной атмосферы в курируемой студенческой команде; структуризация внутригрупповых взаимоотношений; прямое содействие куратора в существования категории свойственной руководителю группы; посредничество с кафедрами, деканатом, администрацией университета.

Роль, осуществляющая контроль, подразумевает контроль за посещаемостью и успеваемостью учащихся (в особенности на первых курсах), надзор за исполнением функций главы группы – старосты, а также подбор и перевыборы главы группы.

Контрольно-диагностическая роль. Куратор обязан обладать способностью безупречно и быстро составить педагогический портрет учащегося его группы. Принимая во внимание значительный уровень загруженности кураторов и учащихся, следует гарантировать контрольно-диагностической работе в наименьшей степени вероятное период.

Данное добивается последующим:

минимизацией числа методов и технологий, а кроме того минимизацией количества держащихся вих характеристик и критериев;

футурологическим нравом применяемых исследовательских методов;

диагностированием не только лишь действующего, но и возможного степени формирования учащихся, а кроме того выделением дополнительных способностей свойства преподавания и обучения;

применением присутствия проведения исследовательских анализов подобных методов и технологий, какие не усугубляли бы, однако наоборот, поспособствовали бы формированию наиболее удобной образовательно-воспитательской сферы.

Созидательная роль куратора подразумевает увеличение работы в взаимосвязи с его личными нуждами и возможностями.

Деятельность куратора студенческой категории обязана нести направленный регулярный характер. Концепция взаимодействия педагога и учащихся может помочь урегулировать учебные проблемы, отдавать учащимся собранный навык, знания, устои, решать дискуссии и остроконфликтные условия, проявлять воздействие в развитие персоны и мастерства. В базе проделанного изучения возможно совершить последующие заключения. Концепция кураторства считается одной с ключевых образующих воспитательской деятельности университета. Существующие недочеты в компании этого тенденции работы имеют все шансы быть ликвидированными посредством единого и целого расклада к их заключению. Следует улучшать правовую базу, создавать методичные советы в поддержку кураторам, создавать направления либо среднее учебное заведение – школу куратора, улучшать кон-

цепцию стимулирования работы кураторов. Итак, куратор для учащихся считается равно как информатором, так и инициатором, модером, психотерапевтом, учителем и ассистентом в тренировочном ходе.

1. Буланова-Топоркова, М.В. Педагогика и психология высшего образования: учебное пособие. – Ростов н/Д: Феникс, 2002. – 544 с.
2. Фомина, Л. Ю. К вопросу о профессиональной роли куратора в вузе // Известия Саратовского университета. Серия «Акмеология образования. Психология развития». – 2012. – Т. 1. – Вып. 3. – С. 88-91.
3. Образовательные ценности и ориентации воронежских студентов / под ред. А.И. Верещакой, А.П. Дьякова. – Воронеж: Воронежский государственный университет, 2006. –123 с.

УДК 378

РОЛЬ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ В ФОРМИРОВАНИИ КОМПЕТЕНЦИЙ

И.Ю. Копылова

Амурский государственный университет (г. Благовещенск)

Качество подготовки современных выпускников высшей школы определяется набором компетенций, которые формируются в процессе обучения. Учитывая то, что в большинстве стандартов около 50% необходимого учебного материала выносится на самостоятельное изучение, возрастает роль самостоятельной работы студентов. Задача преподавателя сводится к выработке рекомендаций по наиболее эффективному усвоению знаний и обеспечению необходимыми учебными материалами.

Ключевые слова: подход, компетенция, самостоятельная работа, мотивация, познавательная самостоятельность, инновационные технологии.

THE ROLE OF SELF-WORKING IN THE FORMATION OF COMPETENCIES

In the paper is talking on the fact that the quality of the training of modern graduates of higher education is determined by the set of competencies that are formed in the learning process. Considering that in most standards about 50% of the necessary studying material is taken for independent study, the role of independent work of students increased. The main task of the teacher is to develop recommendations for the most effective assimilation of knowledge and the provision of the necessary teaching materials.

Key words: competence approach, competence, self-working, motivation, cognitive independence, innovative technologies.

Новые стандарты высшего образования ориентированы на компетентностный подход подготовки бакалавров и магистров. Это значит, что основная цель обучения – это формирование компетенций, которые прописаны в стандартах соответствующих направлений подготовки. Набор компетенций предполагает формирование у студентов знаний, умений, навыков и личностных качеств. Пе-

реход образования от парадигмы обучения к парадигме образования предполагает, что студент должен быть готов к самообразованию в современных условиях быстрого обновления знаний.

Решить задачу подготовки компетентного выпускника можно не только при разработке учебного плана, предусматривающего изучение определенных учебных дисциплин, наличии учебных и производственных практик, курсовых работ и т.д., но и четким планированием внеаудиторной деятельности студентов по освоению основных компетенций.

Одним из видов внеаудиторной работы студентов является самостоятельная работа. В ряде стандартов инженерных направлений подготовки присутствуют компетенции, призванные формировать способности студентов к самостоятельному решению определенных задач, связанных с будущей специальностью. Например: для направления подготовки 20.03.01 – «Техносферная безопасность» выпускник должен обладать «способностью работать самостоятельно» (ОК-8); для направления 03.03.02 «Физика» – «способностью к самоорганизации и самообразованию» (ОК-7).

Под самостоятельной работой чаще всего понимается планируемая индивидуальная или коллективная учебная и научная работа, которая выполняется под методическим руководством и контролем преподавателя. Самостоятельная работа рассматривается как высшая форма учебной деятельности, которая носит интегральный характер и является формой самообразования [1]. При разработке концепции самостоятельной работы в рамках изучения какой-либо дисциплины следует обратить внимание на следующие аспекты: планирование (равномерная нагрузка по самостояльному изучению учебного материала в течение всего семестра); организацию и формы самостоятельной работы; методическое обеспечение; систему контроля и оценки.

В условиях современного высшего образования наиболее эффективным является деятельностный подход как со стороны педагогики, так и со стороны студентов. Задача преподавателя так организовать процесс, чтобы студент на всех этапах обучения активно включался в познавательную деятельность, овладевал образцами и способами мышления, развивал свой творческий потенциал. Студент рассматривается как самостоятельный субъект учебно-познавательного процесса и должен овладеть системой принципов, форм и методов для усвоения знаний и умений, которые являются залогом успеха при освоении будущей профессии[2].

Исходя из деятельностного подхода, вытекают и основные цели самостоятельной работы: это, прежде всего, развитие познавательных способностей личности; развитие самостоятельности, ответственности, организованности, инициативы; развитие самостоятельного мышления и исследовательских умений. В процессе достижения поставленных целей происходит закрепление и систематизация знаний, углубление теоретических знаний, развитие умений работать с различными источниками информации и как результат – освоения основных компетенций.

Для успешной самостоятельной работы от студента требуется самостоятельность и самоконтроль. Самостоятельность позволит ответственно подойти к выполнению самостоятельной работы, организовать свою работу оптимальным образом, сознательно принимать нетрадиционные решения при выполнении заданий. Самоконтроль – сознательная регуляция человеком собственных состояний, побуждений и действий на основе сопоставления их с некоторыми субъективными нормами и представлениями и формирование навыков самостоятельной работы взаимосвязаны и взаимообусловлены[3].

Самостоятельная работа может быть аудиторной и внеаудиторной. В первом случае она выполняется под руководством преподавателя и контролируется им в процессе занятия. Во втором случае – это работа самого студента, который должен иметь соответствующую позитивную мотивацию для выполнения этой работы. Можно условно выделить следующие виды мотивации: внешняя, обусловленная значимостью выполняемых заданий; внутренняя, связанная с использованием преподава-

телем активных методов обучения; учебная (процессуальная) – контроль со стороны преподавателя (накопительные оценки, рейтинги, тесты и т.д.)[2].

Самостоятельная работа – один из основных факторов формирования профессионально значимых компетенций, так как приводит к освоению активных методов обучения, развитию творческих способностей, создает возможность перехода к индивидуальному обучению с учетом способностей и личностных качеств у студентов. Нельзя исключить и воспитательную функцию самостоятельной работы, потому что способствует развитию умения учиться, выработке способности к самообразованию, творческому применению полученных знаний, повышению конкурентоспособности российских специалистов, креативности [4].

Огромную роль в успешной организации самостоятельной работы играют современные инновационные методы, которые тесно связаны с развитием информационных технологий. Само понятие «инновация» понимается как преобразование нового знания в области образования в конкретные знания, навыки и умения выпускника. Возможность использования электронных баз знаний значительно облегчает поиск необходимой литературы по конкретной теме. Кроме того, преподаватель может разместить различные методические материалы и рекомендации на своей страничке в Интернете, а также общаться со студентами.

В современных условиях от специалиста требуется высокая мобильность, способность к самообразованию и саморазвитию, поэтому необходимо, чтобы студент стал не пассивным потребителем знаний, а активным преобразователем полученных знаний в конкретный продукт своего труда. Это значит, что выпускник освоил соответствующие компетенции, и, одним из условий успеха была хорошо организованная в вузе самостоятельная работа.

1. Пичкова, Л.С. Организация самостоятельной работы студентов как фактор формирования профессионально значимых компетенций [Электронный ресурс] // Пути повышения конкурентоспособности экономики России в условиях глобализации, Материалы конференции. МГИМО (У) МИД РФ. – М.: МГИМО-Университет, 2008. – Режим доступа: mgimo.ru/files/113958/113958.pdf

2. Минеева, О. П. Учебно-методический комплекс дисциплины «Самостоятельная работа студентов» для обучающихся по дополнительной квалификации «Преподаватель высшей школы» [Электронный ресурс] / О. П. Минеева ; Федер. агентство по образованию, Урал. гос. ун-т им. А. М. Горького, ИОНЦ «Педагогическая инноватика» [и др.]. — Электрон. дан. (1,32 Мб). — Екатеринбург: [б. и.], 2008. – Режим доступа: elar.urfu.ru/bitstream/10995/1767/1/1334146_presentation.ppt

3. Ершова, Н.Н. Роль самостоятельной работы в формировании общих и профессиональных компетенций студентов колледжа // Самостоятельная работа как ресурс формирования компетенций будущего специалиста: материалы Всерос. науч.-практ. конф. Апрель, 2014 г. – Самара, 2014.

4. Морозова, Н. Ю. Формирование результативной самостоятельной работы студентов в образовательном процессе ресурсного центра [Электронный ресурс] // Педагогика: традиции и инновации: материалы III Междунар. науч. конф. (г. Челябинск, апрель 2013 г.). — Челябинск: Два комсомольца, 2013. — С. 146-149. Режим доступа: <https://moluch.ru/conf/ped/archive/69/3750/>

ПРОБЛЕМЫ ОБУЧЕНИЯ ФИЗИКЕ В ВУЗЕ

С.В. Ланкин

Благовещенский государственный педагогический университет (г. Благовещенск)

В статье обсуждаются особенности организации, содержание и построение современного курса общей физики в вузе.

Ключевые слова: преподавание физики фундаментальная основа естественнонаучного образования, проблемы преподавания, ФГОСП, физический практикум, современный курс общей физики.

THE PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN HIGH SCHOOL

In the article the features of organization, content and construction of the modern course of general physics in the university are discussed.

Key words: physics teaching the fundamental basis of natural science education, teaching problems, GEF III, physical practical work, modern course of general physics.

Стремительное развитие физической науки на современном этапе и ее разнообразные технические применения обуславливают необходимость решения ключевой дидактической проблемы – оптимального соотношения классической и современной физики в вузовских и школьных курсах физики. Это требует серьезного методического обоснования.

Автор настоящей статьи ни в какой степени не претендует на готовые рецепты и советы. В данном сообщении автор просто делится мыслями и сомнениями по проблемам университетского физического образования.

Введение государственного образовательного стандарта третьего поколения в вузах России уменьшило объем академических часов на изучение физики по педагогическим специальностям более чем в два раза. С 2016/17 учебного года изучение курса общей физики начинается со второго семестра. Это связано с тем, что для изучения курса физики необходимы знания некоторых разделов высшей математики (интегральное, дифференциальное исчисление, дифференциальное уравнение и т.п.), которые не изучаются в начале первого семестра. В связи с этим, предлагается ввести вводный курс по ликвидации безграмотности. Он необходим, так как подавляющее большинство первокурсников ЕГЭ по физике не сдавали, да к тому же имеют низкий уровень экспериментальных умений (около 30 %).

На физико-математическом факультете нашего университета ведется двухуровневая подготовка по направлениям бакалавриата и магистратуры. Как у любого регионального вуза у нас есть проблем, связанные с тем, что средний балл по сертификатам ЕГЭ у поступающих к нам абитуриентов ниже, чем в крупных вузах. Дополнительные трудности у преподавателей – физиков, работающих на младших курсах, связаны с тем, что в последние годы при поступлении на отделение факультета абитуриенты физику не сдают (частично сдают информатику или обществознание). Возникает некоторое противоречие между сочетанием высоких требований подготовки выпускников и не доста-

точной начальной подготовки, что, естественно, создает определенные проблемы при планировании и реализации учебного процесса на младших курсах.

За последние несколько десятилетий и в нашей стране, и за рубежом были предприняты попытки довольно радикального изменения решения проблемы. Пожалуй, в первую очередь здесь можно отметить создание таких наиболее распространенных курсов физики, как фейнмановские лекции, Берклеевский курс физики, многотомные учебники Д.В. Сивухина, А.Н. Матвеева и др. Все эти курсы отличаются современным подходом, детальным изучением основных фундаментальных понятий и закономерностей, насыщены многочисленными примерами, задачами и наглядными иллюстрациями. В настоящее время в МГУ продолжается работа многотомного оригинального курса «Общая физика» (профессор Алешкович В.А. и др.).

В педвузе весь курс физики для студентов физмат факультета по специальности «Физика – информатика» сократился до 650 часов за шесть семестров. Несмотря на отчаянное сопротивление рассчитывать на увеличение числа часов не приходится (скорее наоборот). Из учебной программы вообще исчезли: материаловедение, метрология, теоретическая и классическая механики: спецкурсы по физике конденсированного состояния и спектральному анализу. Сократился в часах объем математической физики, астрономии, электродинамики, термодинамики, квантовой механики, статистической физики. Очень мало часов отведено на решение физических задач и физического практикума. В связи с этим встает вопрос: как следует изменить сложившуюся систему преподавания физики, чтобы согласовать ее с изменением «удельного веса» в учебных планах? Насколько такие изменения совместимы с требованиями образовательных стандартов?

На данный момент возникла необходимость отказаться от неторопливо-последовательного рассмотрения законов и явлений, традиционно включаемых в базовый курс физики. При этом была сделана попытка достигнуть «уплотнения» за счет исключения «необязательных» подробностей, закончившаяся тем, что лекции стали походить на справочники по физике.

Резерв механического уплотнения курса быстро исчерпывается. Остается еще возможность объединения различных тем в «информационные блоки». Идея эта не нова. Например, механические и электрические колебания рассмотреть в одной теме, несмотря на существенное различие их физической природы. Закон всемирного тяготения и взаимодействия электрических зарядов, движения тел под действием силы Лоренца. Первое начало термодинамики вполне можно объединить с законами сохранения в механики, электрический ток – с явлениями переноса и т.д. Анализ бесконечно-малых элементов и из суммирования (от вычисления моментов инерции до использования законов Кулона и Био-Савара-Лапласа для нахождения полей), разложение в степенные и гармонические ряды, анализ размерности, сложение векторов и колебаний позволяет объединить много разнородных явлений, и, в общем, составить о них довольно целостное представление. Умелое привлечение при этом привычных моделей (материальная точка, твердое тело, идеальная жидкость, идеальный газ и т.д.) позволит, как кажется, по-прежнему решать основную задачу общего курса физики – выработку навыка научного мышления, основанного на умении абстрагироваться.

Изложение материала каждой лекции соответствует многоуровневому подходу. Первый, базовый уровень соответствует новым учебным программам и удовлетворяет требованиям государственного образовательного стандарта. Второй, углубленный, позволит студенту с использованием доступного математического аппарата получить теоретические знания о многообразии физических явлений.

Сопровождение лекционного курса необходимо демонстрационными опытами. Помимо эмоционального эффекта лекционная демонстрация в большой аудитории должна быть яркой, запоминающейся, понятной и надежной. Кино и телевидение, предлагая зримые картинки, избавляет от размышления. Компьютер, позволяя получить решение практически любой задачи, избавляет от необходимости понимать законы, лежащие в основе этого решения. Телевидение отучает читать, а компью-

тер – думать. Студенты в массе своей, не читают учебники, ограничиваясь, в основном запоминанием законспектированного. Только в лаборатории еще сохранилась возможность потребовать предварительного изучения теории эксперимента, но и здесь чрезмерное увеличение численности студентов, приходящихся на одного преподавателя, а также автоматизация и компьютеризация экспериментов неуклонно снижает педагогический эффект. Прибавив сюда отсутствие часов во многих планах, мы получаем в итоге почти бесполезную трату учебного времени на такое изучение физики.

Возвращаясь к теме статьи, в дополнение следует отметить, что современный курс общей физики целесообразно завершить разделом, посвященным основам современной астрофизики и космологии, закономерностям эволюции Вселенной, с неравномерностью и необратимостью процессов в окружающем мире.

Таким образом, сложившаяся ситуация с физическим образованием, ее проблемы требуют пересмотра программ, учебного материала, учебного времени. Особое значение указанные проблемы приобретают в педагогических вузах, так как воспринятые студентами мировоззренческие установки, научные идеи и концепции в дальнейшем будут реализовываться в школе. Поиски эффективных путей преподавания физики связаны с разработкой новых учебников и методических пособий.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1. Теоретическая физика и моделирование

<i>Адамова М.Е., Жуков Е.А., Каминский А.В.</i> Дисперсионные зависимости упругих волн в пластинчатых образцах кристаллов ромбоэдрической симметрии	3
<i>Бадай Д.В., Копылова И.Б.</i> Возможности моделирования переполяризации сегнетоэлектрического кристалла, облученного электронами.....	6
<i>Дубов В.Л., Фомин Д.В.</i> Численное моделирование процесса нагрева и плавления 100 нм аморфной тонкой пленки Ba и Si на Si(111) при воздействии наносекундного лазерного излучения	9
<i>Житенев А.Н.</i> Моделирование источника ионизирующего излучения, приближенного к условиям околоземной орбиты.....	11
<i>Зайцев А.С., Зайцев С.А., Зайцева Д.С., Алёшин М.С.</i> Представление состояния Крамерса – Хеннебергера для атома водорода в поле лазера	13
<i>Мазур А.И., Широков А.М., Мазур И.А., Вэри Д.П.</i> Параметризация фаз рассеяния в низкоэнергетической области в подходе SS-HORSE	17
<i>Шавлюгин А.П.</i> Устойчивость осесимметричного двухслойного вихревого течения на границе круглого цилиндрического острова	20
<i>Широков А.М., Мазур А.И., Мазур И.А., Вэри Д.П.</i> Резонанс в системе четырех нейтронов	23
<i>Белоконь В.И., Дьяченко О.И., Трофимов А.Н.</i> Теплоемкость ферромагнетика вблизи точки Кюри: метод Огучи и метод случайных полей взаимодействий.....	26

Секция 2. Физика конденсированного состояния

<i>Адамова М.Е., Жуков Е.А., Жуков Е.А., Каминский А.В.</i> Трехчастичное взаимодействие в YFeO ₃ при движении доменной границы	29
<i>Алексеева О.А., Набережнов А.А., Стукова Е.В., Reehuis M.</i> Влияние примеси KNO ₂ на фазовый переход NaNO ₂ в сегнетоэлектрических композитах (1-x)NaNO ₂ +(x)KNO ₂	32
<i>Балашев В.В., Волочаев М.В., Коробцов В.В.</i> Структурные свойства пленок магнетита, выращенных реактивным осаждением на поверхности SiO ₂ /Si(001)	35
<i>Ванина П.Ю., Набережнов А.А., Сысоева А.А., Нишанковский В.</i> Твердые растворы K _{1-x} (NH ₄) _x H ₂ PO ₄ (x = 0 – 0.15) в условиях ограниченной геометрии и сильных магнитных полей.....	38
<i>Волков В.О., Агапярова О.А.</i> Рентгеноструктурный анализ цеолита семейства пентасил.....	41
<i>Карпович Н.А.</i> Синтез наночастиц TiO ₂ разной морфологии	44
<i>Комина О.Ю., Адамова М.Е., Жуков Е.А., Каминский А.В.</i> Взаимодействие движущихся доменных границ с постоянным магнитным полем в монокристаллах бората железа и ортоферрита иттрия	47

<i>Кошкарев А.В., Крайнова Г.С., Фролов А.М., Ткачев В.В., Должиков С.В.</i> Микротвердость многокомпонентных аморфных сплавов на основе железа	50
<i>Меределина Т.А., Карацуба Л.П.</i> Сравнительный анализ приоритетных адсорбентов молекулы 3,4-бензпирена	52
<i>Писаренко Т.А., Балащев В.В., Викулов В.А., Димитриев А.А., Коробцов В.В.</i> Особенности латерального фотовольтаического эффекта в структуре $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{SiO}_2/\text{p-Si}$	55
<i>Пячин С.А., Карпович Н.Ф., Зайцев А.В., Макаревич К.С., Каминский О.И.</i> Влияние добавки WO_3 на каталитическую активность наночастиц анатаза при облучении УФ-видимым светом.....	58
<i>Пячин С.А., Карпович Н.Ф., Фролов А.М., Самардак А.С., Ткачев В.В.</i> Синтез и характеристики ферритных наночастиц	61
<i>Тихомирова Г.В., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В.</i> Транспорт и фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях	64
<i>Штарев Д.С., Карпович Н.Ф., Штарева А.В., Блох А.И., Нащочин Е.О.</i> Влияние условий синтеза на фазовую однородность и фотокаталитические свойства висмутата стронция	66
<i>Ульянычев Н.В., Ульянычева В.Ф., Килин Е.В.</i> Исследование механики дыхания на системном уровне	69
<i>Милинский А.Ю.</i> Исследование фазовых переходов в иодате калия, внедренного в пористые пленки AL_2O_3	74
<i>Антонов А.А., Барышников С.В., Милинский А.Ю.</i> Нелинейные свойства нанокомпозитов на основе бисульфата аммония	77
<i>Меределина Т.А., Барышников С.В.</i> Влияние проводимости на диэлектрические свойства титаната свинца	80

Секция 3. Космическое материаловедение

<i>Бурков А.А., Зайцев А.В., Н.А. Сюй.</i> Трибологические и химические свойства покрытий из FeCrWMoCoNiBC металлических стекол	83
<i>Сюй А.В., Прокопив Н.Н.</i> Сравнительные исследования оптического качества кристаллов ниобата лития с их электрооптическими коэффициентами	86

Секция 4. Оптика и лазерная физика

<i>Авербух Б.Б., Новикова Е.Е.</i> Композит из двух типов электрических диполей, имеющий единичный или нулевой показатели преломления	89
<i>Авербух Б.Б., Пономарева М.С.</i> Неизбежность отклонения от закона Брюстера с точки зрения молекулярной оптики	92
<i>Иванова Г.Д.</i> Термолинзовый отклик жидкости с поглощающей дисперсной средой ..	95
<i>Кирюшина С.И., Иванова Г.Д.</i> Голографический метод диагностики жидкофазных сред	97

<i>Красников И.В., Сетейкин А.Ю., Рот Б., Майнхардт-Волвебер М..</i> Моделирование рамановского рассеяния при конфокальной микроскопии в биотканях с сильным рассеянием	99
<i>Красников И.В., Сетейкин А.Ю.</i> Модели распространения оптического излучения в гетерогенных оптически неоднородных биологических средах.....	103
<i>Макаревич К.С., Зайцев А.В., Каминский О.И., Пячин С.А., Астапов И.А.</i> Фотокаталитические свойства висмутатов стронция SrBi ₄ O ₇ /Bi ₂ O ₃ в процессе разложения метиленового синего под действием излучения видимого спектра	107
<i>Михеенко А.В.</i> Генерация звука в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения	111
<i>Мяготин А.В., Иванова Г.Д.</i> Влияние рэлеевского рассеяния на светолинзовый отклик наносусpenзии.....	114
<i>Погодина В.А., Литвинова М.Н., Сюй А.В., Сидоров Н.В., Палатников М.Н.</i> Преобразование ИК-излучения в легированных кристаллах ниобата лития	117
<i>Прокопив Н.Н., Сюй А.В., Ефременко В.Г.</i> Автоматизированный комплекс для исследования кинетики фоторефрактивного эффекта в электрооптических кристаллах	119
<i>Струков Д.О., Фомин Д.В.</i> Определение оптических постоянных тонких пленок с помощью соотношений Крамерса – Кронига	121
<i>Хе В.К., Иванов В.И.</i> Влияние эффекта Дюфура в методе светоиндуцированной псевдо-призмы в наносусpenзии	124

Секция 5. Техническая физика

<i>Вакуленко А.Ф.</i> Исследование температурной зависимости поляризации допированного ионами лития tantalата калия методом атомно-силовой микроскопии	127
<i>Нестеров В.И.</i> О симметрии ионосферы по данным приема фазы ОНЧ-сигнала.....	130
<i>Рябинкин К.С., Пупатенко В.В.</i> Исследование скоростных характеристик земной коры методом микросейсмического зондирования в зоне Центрально-Сихотэ-Алинского разлома	133
<i>Драчев К.А., Римлянд В.И.</i> Моделирование распространения ультразвука в модели металлической трубы	136

Секция 6. Физическое образование

<i>Верхотурова И.В.</i> Опыт применения смешанной формы обучения дисциплине «Гидрогазодинамика»	140
<i>Казарбин А.В., Лунина В.С.</i> Физика в системе инженерного образования.....	143
<i>Капустина Е.Г., Молchan В.В.</i> Роль куратора студенческой группы	146
<i>Копылова И.Б.</i> Роль самостоятельной работы в формировании компетенций.....	149
<i>Ланкин С.В.</i> Проблемы обучения физике в вузе	152

Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование. XV региональная научная конференции 26 – 30 сентября 2017 г.

Издательство АмГУ. Подписано к печати ___.09.17. Компьютерная верстка – Л.М. Пейзель.
Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 18,37. Тираж ___. Заказ ___